Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

КЛАССИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК



Э. В. Кононович, В. И. Мороз

ОБЩИЙ КУРС АСТРОНОМИИ

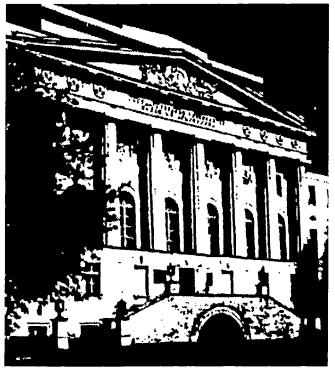
Э. В. Кононович, В. И. Мороз ОБЩИЙ КУРС АСТРОНОМИИ

Серия

КЛАССИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК

основана в 2002 году по инициативе ректора
МГУ им. М.В. Ломоносова,
академика РАН В.А. Садовничего
и посвящена

250-летию Московского университета



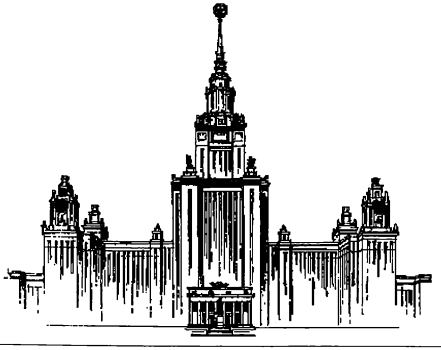
КЛАССИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК

Редакционный совет серии

Председатель совета
ректор Московского университета
В.А. Садовничий

Члены совета:

Виханский О.С., Голиченков А.К., Гусев М.В.,
Добреньков В.И., Донцов А.И., Засурский Я.Н.,
Зинченко Ю.П. (ответственный секретарь),
Камзолов А.И. (ответственный секретарь),
Карпов С.П., Касимов Н.С., Колесов В.П.,
Лободанов А.П., Лунин В.В., Лупанов О.Б.,
Мейер М.С., Миронов В.В. (заместитель председателя),
Михалев А.В., Моисеев Е.И., Пущаровский Д.Ю.,
Раевская О.В., Ремнева М.Л., Розов Н.Х.,
Салецкий А.М. (заместитель председателя), Сурин А.В.,
Тер-Минасова С.Г., Ткачук В.А., Третьяков Ю.Д., Трухин В.И.,
Трофимов В.Т. (заместитель председателя), Шоба С.А.



Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Э. В. Кононович, В. И. Мороз

ОБЩИЙ КУРС АСТРОНОМИИ

Под редакцией
В. В. Иванова

Издание четвертое

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебника для студентов университетов

•

Рекомендовано Учебно-методическим советом по физике УМО университетов России в качестве учебного пособия для студентов университетов различного профиля

URSS
МОСКВА

ББК 22.3я73 22.6

Кононович Эдвард Владимирович,
Мороз Василий Иванович

Общий курс астрономии: Учебное пособие / Под ред. В. В. Иванова.
Изд. 4-е. — М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2011. — 544 с.
(Классический университетский учебник.)

Настоящая книга написана в соответствии с программой курса общей астрономии, утвержденной для студентов, обучающихся по специальности «астрономия». Основное внимание уделено формированию важнейших понятий астрономии и новейшим достижениям в этой науке. Дано представление о различных разделах и методах современной астрономической науки, объединенных общей целью всестороннего исследования природы Вселенной.

Пособие предназначено для студентов астрономических отделений университетов и педагогических институтов; может быть использовано преподавателями астрономии.

Рецензенты:
проф. *С. Н. Яшкин*; проф. *А. А. Соловьев*



Издательство «Книжный дом "ЛИБРОКОМ"» 117335, Москва, Нахимовский пр-т, 56
Формат 70×100/16. Печ. л. 34 Зак. № 1511.
Отпечатано в ООО «ПК «Зауралье» 640022, Курганская обл., Курган, ул. К. Маркса, 106

ISBN 978–5–397–01644–5

© Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2010

НАУЧНАЯ И УЧЕБНАЯ ЛИТЕРАТУРА
E-mail URSS@URSS.ru
Каталог изданий в Интернете
http://URSS.ru
Тел./факс (многоканальный)
+ 7 (499) 724–25–45
URSS

9429 ID 118073
9 785397 016445

Предисловие к серии

Уважаемый читатель!

Вы открыли одну из замечательных книг, изданных в серии «Классический университетский учебник», посвященной 250-летию Московского университета. Серия включает свыше 150 учебников и учебных пособий, рекомендованных к изданию Учеными советами факультетов, редакционным советом серии и издаваемых к юбилею по решению Ученого совета МГУ.

Московский университет всегда славился своими профессорами и преподавателями, воспитавшими не одно поколение студентов, впоследствии внесших заметный вклад в развитие нашей страны, составивших гордость отечественной и мировой науки, культуры и образования.

Высокий уровень образования, которое дает Московский университет, в первую очередь обеспечивается высоким уровнем написанных выдающимися учеными и педагогами учебников и учебных пособий, в которых сочетаются как глубина, так и доступность излагаемого материала. В этих книгах аккумулируется бесценный опыт методики и методологии преподавания, который становится достоянием не только Московского университета, но и других университетов России и всего мира.

Издание серии «Классический университетский учебник» наглядно демонстрирует тот вклад, который вносит Московский университет в классическое университетское образование в нашей стране и, несомненно, служит его развитию.

Решение этой благородной задачи было бы невозможным без активной помощи со стороны издательств, принявших участие в издании книг серии «Классический университетский учебник». Мы расцениваем это как поддержку ими позиции, которую занимает Московский университет в вопросах науки и образования. Это служит также свидетельством того, что 250-летний юбилей Московского университета — выдающееся событие в жизни всей нашей страны, мирового образовательного сообщества.

Ректор Московского университета
академик РАН, профессор *В. А. Садовничий*

Предисловие ко второму изданию

Как и все другие науки, астрономия вступила в третье тысячелетие, которое, согласно принятому человечеством счету числа лет, началось с 1 января 2001 года. За предшествовавшие столетия наука о Вселенной достигла грандиозных успехов, постоянно расширяя кругозор людей и неустанно совершенствуя их мировоззрение. Если первобытный человек падал ниц перед величием Мироздания, а в Средние века и в эпоху Возрождения бросал ему несмелый вызов, то современный исследователь своей мыслью стал проникать в его глубины с недоступной физическому миру скоростью: за краткий миг существования Человека его разум охватил такие расстояния, какие самый быстрый, световой сигнал может преодолеть только за все время существования Вселенной! Историки астрономии считали, что особенно успешным для развития всех наук и особенно астрономии был XIX век. Однако теперь видно, что XX век — век выхода человека в космос и освоения космического пространства в пределах Солнечной системы — совершил несравнимо больший рывок в познании Вселенной.

Ушедшее столетие сделало астрономию всеволновой и всецело эволюционной наукой. Тем самым биологическая история развития видов и результаты геологии об эволюции Земли становятся частью общей эволюции звезд и галактик, восходящей к непостижимо далекой эпохе «возникновения» наблюдаемой части Вселенной и «первыми мгновениями ее развития». От пассивного наблюдения астрономия перешла к активной постановке вопросов «что?, где?, когда?» в самых крупных масштабах нашего пространства-времени.

Используя новейшие достижения физики и математики, а также успешно применяя последние изобретения техники, астрономия вносит свой фундаментальный вклад в прикладные науки.

По-прежнему она остается монополистом крупнейшей лаборатории, в которой физики могут наблюдать за результатами самых грандиозных «экспериментов», организуемых самой природой. Только здесь можно иметь дело с необычайно сильно возбужденными атомами, валентные электроны которых не «потревожены» столкновениями с другими частицами. Только здесь осуществляется мечта алхимиков и можно буквально на глазах видеть превращение химических элементов, сопровождающее образование принципиально новых объектов. Только здесь есть надежда обнаружить неуловимые волны, связанные с наиболее известным и наименее понятным явлением, имя которому — гравитация.

Не менее значительна роль астрономии и для самого Человека, ибо его общение с Космосом не может не влиять на его мировоззрение. Как заветные страницы нашей древней родословной мы начинаем все острее воспринимать весь безграничный мир, в котором мы живем, и то место, которое мы занимаем в его эволюции. Благодаря успехам науки и техники мы все сильнее ощущаем дыхание реального Космоса, значимой частицей которого мы являемся.

В основу предлагаемого студентам начальных курсов университетов «Общего курса астрономии» лег «Курс общей астрономии» трех авторов (П. И. Бакулин,

Э. В. Кононович и В. И. Мороз), выдержавший за период 1966–1983 гг. пять изданий. К началу 1989 г. было подготовлено к выпуску в свет его шестое издание, однако издать книгу тогда так и не удалось. За прошедшее с тех пор десятилетие астрономия снова обогатилась множеством новых фактов, особенно благодаря результатам космических экспериментов, выполненных международным сообществом. Новый текст, подготовленный уже только двумя авторами, фактически — другая книга. Поэтому они решили изменить ее название в соответствие с рекомендацией профессора В. Г. Горбацкого.

В новом «Общем курсе астрономии» по возможности учтены достижения астрономии последних лет. Изменен и общий характер рассмотрения природы различных небесных тел, которая теперь рассматривается вместе с их происхождением и развитием. Это позволяет подчеркнуть эволюционный характер современной астрономии и рассмотреть изучаемые ею объекты в их взаимосвязи. Такой подход соответствует пожеланиям многих преподавателей. Поэтому в «Общем курсе астрономии» нет специальной главы, посвященной эволюции небесных тел. Главы 9 и 10 о планетах и звездах по возможности учитывают новейшие данные. Во всем учебнике максимально учтены многочисленные замечания рецензентов, которыми в основном были сотрудники астрономических обсерваторий Санкт-Петербургского и Московского государственных университетов. Многие из них взяли на себя труд не только внимательно изучить рукопись и дать подробные замечания, но и фактически отредактировать ее. Особую благодарность авторы выражают В. Г. Горбацкому, Н. В. Вощинникову, В. В. Витязеву, В. В. Иванову, К. В. Холшевникову. Много полезных замечаний было также высказано В. А. Батуриным, Н. С. Блиновым, Н. Г. Бочкаревым, В. В. Броваром, К. В. Бычковым, И. Л. Генкиным, Н. В. Емельяновым, В. Е. Жаровым, С. М. Копейкиным, С. А. Красоткиным, С. А. Ламзиным, Д. К. Надежиным, А. В. Засовым, К. А. Постновым, А. С. Расторгуевым, Ж. Ф. Родионовой, М. В. Сажиным, А. П. Сарычевым, А. А. Соловьевым, В. Г. Сурдиным, В. М. Чаругиным, А. М. Черепащуком, В. И. Якименко, которым авторы также весьма признательны.

Одиннадцать глав учебника написаны или переработаны Э. В. Кононовичем. Главы 7 и 9 принадлежат В. И. Морозу. Автор выражает благодарность В. В. Нестерову и К. В. Куимову за помощь в подготовке глав 1 и 5, а также А. В. Засову за ценный вклад в подготовку материала глав 12 и 13.

Предварительный набор текста книги подготовлен к изданию Э. В. Кононовичем при содействии Ю. А. Купрякова и Т. В. Матвейчук, которые перевели его в формат LaTeX.

К сожалению, второе издание выходит, когда уже нет в живых моего талантливого соавтора В. И. Мороза.

Э. В. Кононович

Введение

§ 0.1. Предмет и задачи астрономии

Астрономия — наука о Вселенной, изучающая расположение, движение, строение, происхождение и развитие небесных тел и образованных ими систем. Слово «астрономия» происходит от двух греческих слов «астрон» — звезда, светило и «номос» — закон.

Астрономы исследуют Солнце и звезды, планеты и их спутники, кометы и метеорные тела, туманности, звездные системы и вещество, заполняющие пространство между звездами и планетами, в каком бы состоянии оно ни находилось.

Данные о строении и развитии небесных тел, об их положении и движении в пространстве позволяют получить представление о строении Вселенной в целом.

В астрономии решаются три основные задачи, требующие последовательного подхода:

1) изучение *видимых*, а затем и *действительных* положений и движений небесных тел в пространстве, определение их размеров и формы;

2) изучение строения небесных тел, исследование химического состава и физических свойств (плотности, температуры и т. п.) вещества в них;

3) решение проблемы происхождения и развития отдельных тел и образуемых ими систем.

Первая задача решается путем длительных наблюдений, начатых еще в глубокой древности, а также на основе законов механики, известных уже более 300 лет и фактически выведенных из астрономических наблюдений. Поэтому в этой области астрономии мы располагаем наиболее богатой информацией, особенно для небесных тел, сравнительно близких к Земле.

О физическом строении небесных тел мы знаем гораздо меньше. Решение некоторых вопросов второй задачи впервые стало возможным немногим более ста лет назад, а к основным проблемам удалось подойти лишь в последние годы.

Третья задача сложнее двух предыдущих, поскольку имеющегося наблюдательного материала для ее решения пока еще далеко не достаточно, и наши знания в этой области астрономии ограничиваются только общими соображениями и рядом более или менее правдоподобных гипотез.

§ 0.2. Наблюдательный характер астрономии

Основой для астрономических исследований являются наблюдения как самих космических тел или объектов (звезды, планеты, Луна), так и связанных с ними явлений (восход, заход светил, затмения Солнца и Луны, фазы Луны или планет). В большинстве случаев астрономические наблюдения требуют тщательных измерений углов, моментов времени, световых потоков и т. п. данных. Последующая обработка результатов наблюдений нередко требует кропотливых расчетов

и, в конечном счете, позволяет получить те или иные данные о природе исследуемых небесных тел и образуемых ими систем.

Важнейшая астрономическая информация содержится в космическом электромагнитном излучении: направление, откуда приходит это излучение, говорит о видимом положении и движении светила, а спектральный состав излучения дает возможность судить о физических его свойствах.

До середины XX столетия наблюдения были единственным источником наших знаний (за исключением возможности исследовать химический состав упавших на Землю метеоритов и энергию первичных космических лучей).

Однако первый искусственный спутник Земли, запущенный в нашей стране в 1957 г., открыл новую эру космических исследований, что позволило использовать более активные методы астрономических наблюдений с межпланетных станций, орбитальных обсерваторий и даже с поверхности Луны и других планет.

§ 0.3. Разделы астрономии

Как мы видим, предметом исследований в астрономии является множество самых различных объектов и образуемых ими систем вплоть до всей Вселенной в целом. Исключительно многообразны и методы исследований, включающие как теоретический подход, так и всевозможные экспериментальные способы регистрации и измерения космического излучения, которое является основным источником информации в астрономии. Многообразие объектов и методов приводит к многочисленности разделов и отдельных направлений в астрономии. Однако это не нарушает ее единства как науки: у всех разделов единая цель исследований. По характеру получаемой информации следует выделить три основных раздела: *астрометрию*, *небесную механику* и *астрофизику*.

Астрометрия изучает положение и движение небесных тел и вращение Земли, опираясь на методы измерений углов на небе, для чего организуются позиционные наблюдения небесных светил. У астрометрии две важные цели: 1) установление систем небесных координат и 2) получение параметров, характеризующих наиболее полно закономерности движения небесных тел и вращения Земли.

Небесная механика изучает движение небесных тел под действием тяготения, разрабатывает методы определения их орбит (траекторий) на основании наблюдаемых положений на небе, позволяет рассчитать координаты на дальнейшее время (эфемериды), рассматривает движение и устойчивость систем естественных и искусственных небесных тел.

Раздел небесной механики, связанный с определением орбит и расчетом эфемерид, иногда называют *теоретической астрономией*. Как видно, небесная механика целиком опирается на данные астрометрии и очень тесно с ней связана.

Астрофизика изучает происхождение, строение, химический состав, физические свойства и эволюцию как отдельных небесных тел, так и их систем, вплоть до всей Вселенной в целом. Таким образом, предмет астрофизики исключительно многообразен и обширен. Вместе с тем, в своих исследованиях астрофизика часто прибегает к выводам и методам астрометрии и небесной механики, так что все три важнейших раздела астрономии тесно взаимодействуют между собой. Астрофизика в основном делится на практическую астрофизику, в которой разрабатываются и применяются как различные методы наблюдений, так и анализ электромагнитного

космического излучения, и теоретическую астрофизику, основанную на применении к результатам наблюдений методов физики и математики.

Исследование таких сложных объектов, как Галактика и другие звездные системы, требующие активного использования методов всех перечисленных разделов астрономии, иногда выделяют в так называемую *звездную астрономию*. Однако в последнее время этот раздел все больше и больше сближается с астрофизикой; аналогично происходит процесс сближения астрометрии с небесной механикой и практической астрофизикой.

Курс общей астрономии содержит систематическое изложение сведений об основных методах и главнейших результатах, полученных в различных разделах астрономии.

§ 0.4. Возникновение и основные этапы развития астрономии

Астрономия — одна из древнейших наук. Как и многие другие науки, она возникла из практических потребностей человека. Первобытным кочевым племенам нужно было ориентироваться во время своих странствий, и они научились это делать по Солнцу, Луне и звездам. Земледельцам было необходимо при полевых работах учитывать наступление различных сезонов. Поэтому они заметили, что смена времен года связана с изменением полуденной высоты Солнца и восходом определенных звезд. С дальнейшим развитием человеческого общества возникла потребность в измерении времени и в создании системы счета длительных промежутков времени (календарей).

Для всего этого требовались наблюдения движений небесных светил, которые велись сначала без всяких инструментов и были весьма неточными, но вполне удовлетворяли практическим нуждам того времени. Из таких наблюдений и возникла наука о небесных телах — астрономия.

С развитием человеческого общества перед астрономией выдвигались все новые и новые задачи, для решения которых нужны были более совершенные способы наблюдений и более точные методы расчетов. Постепенно стали создаваться астрономические инструменты и разрабатываться математические методы обработки наблюдений.

Первые записи астрономических наблюдений, подлинность которых несомненна, относятся к VIII в. до н. э. Однако известно, что еще за три тысячи лет до новой эры египетские жрецы подметили, что разливы Нила, регулировавшие экономическую жизнь страны, наступали вскоре после того, как перед восходом Солнца на востоке появлялась самая яркая из звезд Сириус, скрывавшаяся до этого около двух месяцев в лучах Солнца. Из этих наблюдений египетские жрецы довольно точно определили продолжительность сельскохозяйственного (тропического) года.

В Древнем Китае за две тысячи лет до новой эры видимые движения Солнца и Луны были настолько хорошо изучены, что китайские астрономы могли предсказывать наступление солнечных и лунных затмений.

В Древней Греции астрономия была уже одной из наиболее развитых наук. В III в. до н. э. Аристарх из Самоса высказал смелые для того времени идеи о центральном положении Солнца и впервые на основании наблюдений оценил отношение расстояний от Земли до Солнца и до Луны. Для объяснения видимых движений планет греческие астрономы, величайшим из которых был Гиппарх (II в.

до н. э.), создали геометрическую теорию эпициклов, которая легла в основу геоцентрической системы мира Птолемея (II в. н. э.). Несмотря на неверное предположение о неподвижности Земли, система Птолемея тем не менее позволяла предвычислять приближенные положения планет на небе и потому удовлетворяла, до известной степени, практическим запросам в течение нескольких веков.

Системой мира Птолемея завершается этап развития древнегреческой астрономии.

В средние века астрономы занимались в основном наблюдениями видимых движений планет и согласованием этих наблюдений с геоцентрической системой Птолемея.

Рациональное развитие в этот период астрономия все же получила у арабов, народов Средней Азии и Кавказа, в трудах выдающихся астрономов того времени Аль-Баттани (850–929), Бируни (973–1048), Улугбека (1394–1449) и др.

В период возникновения и становления капитализма в Европе астрономия начинает возрождаться. Особенно быстро она развивалась в эпоху великих географических открытий (XV–XVI вв.). Использование новых земель требовало многочисленных экспедиций для их изучения. Но далекие путешествия через океан были невозможны без простых и точных методов ориентировки и исчисления времени. Развитие торговли стимулировало совершенствование искусства мореплавания, которое нуждалось в астрономических знаниях и, в частности, в теории движения планет.

Настоящую революцию в астрономии произвел польский ученый Николай Коперник (1473–1543), разработавший гелиоцентрическую систему мира в противовес догматической геоцентрической системе Птолемея, не соответствовавшей действительности.

Учение Коперника явилось началом нового этапа в развитии астрономии. В 1609–1618 гг. Кеплером были открыты законы движения планет, а Галилей дошел до понимания закона инерции. В 1687 г. Ньютон сформулировал свои основные принципы механики, включая закон всемирного тяготения, и заложил классические основы современной астрономии. На этом этапе новая астрономия получила возможность с большей точностью изучать действительные движения небесных тел. Многочисленные и блестящие ее успехи в XVIII–XIX вв. привели к открытиям новых планет — Урана и Нептуна, многочисленных спутников планет, двойных звезд и других объектов. Этот этап завершился большой победой — открытием Плутона — на то время самой далекой планеты Солнечной системы.

Следующий, очень важный этап в развитии астрономии начался сравнительно недавно, с середины XIX в., когда возник спектральный анализ и стала применяться фотография в астрономии. Эти методы дали возможность астрономам начать изучение физической природы небесных тел и значительно расширить границы исследуемого пространства. Возникла астрофизика, получившая большое развитие в XX в. и продолжающая бурно развиваться в наши дни. В 40-х гг. XX в. стала развиваться радиоастрономия, а в 1957 г. было положено начало качественно новым методам исследований, основанным на использовании искусственных небесных тел, что в дальнейшем привело к возникновению новых разделов астрофизики — рентгеновской, гамма- и нейтринной астрономии.

Значение этих достижений астрономии трудно переоценить. Запуск искусственных спутников Земли (1957 г., СССР), космических станций (1959 г., СССР), первые полеты человека в космос (1961 г., СССР), высадка людей на Луну (с 1969 г., США) — эпохальные события для всего человечества. За ними последовали доставка спускаемых аппаратов на поверхности Венеры и Марса, посылка автоматических

межпланетных станций к более далеким планетам солнечной системы. В настоящее время полеты к Венере и Марсу, а также запуск орбитальных станций и телескопов стали важным и развивающимся направлением космических исследований.

§ 0.5. Практическое значение астрономии

Астрономия и ее методы имеют большое значение в жизни современного общества. Без ее участия невозможно решать фундаментальные вопросы, связанные с течением важнейших природных процессов.

Шире распространяются астрономические методы навигации в мореплавании и авиации, а в последние годы — и в космонавтике. Вычисление эфемерид (таблиц положений) важнейших объектов и составление календарей, необходимых в народном хозяйстве, также основаны на астрономических данных.

Составление географических и топографических карт, предвычисление наступлений морских приливов и отливов, определение силы тяжести в различных точках земной поверхности с целью обнаружения залежей полезных ископаемых, — все это в своей основе опирается на астрономические методы.

Исследование процессов, происходящих на различных небесных телах, позволяет астрономам изучать вещество в таких его состояниях, какие еще не достигнуты в земных лабораториях. Астрономия, и в частности астрофизика, тесно связаны с физикой, химией, математикой. Они способствуют развитию этих наук, которые, как известно, являются основой всей современной техники. Достаточно сказать, что вопрос о роли внутриатомной энергии впервые был поставлен астрофизиками, а величайшее достижение современной техники — создание искусственных небесных тел (спутников, космических станций и аппаратов) — вообще было бы немыслимо без астрономических знаний.

Одни только наблюдения небесных явлений не позволяют обнаружить их истинные причины. Поэтому отсутствие научных знаний нередко приводит к неверным их толкованиям и суевериям, к обожествлению самих явлений и отдельных небесных тел. Так, например, в древности Солнце, Луна и планеты считались божествами, и им поклонялись. Много суеверий у людей было связано (да и теперь еще не все освободились от них) с солнечными и лунными затмениями, с появлением комет, с явлением метеоров и болидов, падением метеоритов и т. д. Так, например, у некоторых народов кометы считались вестниками различных бедствий, постигающих человечество на Земле (пожары, эпидемии, войны): явление метеора нередко связывали со смертью отдельного человека и т. д.

Астрономия, изучая небесные явления, исследуя природу, строение и развитие небесных тел, доказывает, что Вселенная подчинена единым законам природы и в согласии с ними развивается во времени и в пространстве. Поэтому выводы астрономии имеют глубокое философское значение.

В настоящее время философские проблемы астрономии в основном касаются общих взглядов на строение материи и Вселенной, на возникновение, развитие и дальнейшую судьбу как отдельных частей, так и всей Вселенной в целом.

§ 0.6. Краткий очерк строения Вселенной

За много веков своего развития астрономия накопила колоссальный фактический материал, позволяющий составить определенные представления о строении окружающего нас мира. Наблюдениям с Земли доступно огромное количество самых

различных объектов. Занимаемая ими область пространства называется *Метагалактикой*. Близкие объекты — Солнце, Луна, планеты, как правило, оказываются и самыми яркими на нашем небе. Вместе с роем твердых мелких частиц, разреженным газом и потоками элементарных частиц они образуют нашу Солнечную систему. Солнце расположено в ее центре. Сила его тяготения определяет движение всех остальных тел по различным орбитам. Плоскости этих орбит близки к некоторой общей плоскости, а сами орбиты часто не сильно отличаются от круговых.

Солнце — главный источник энергии в нашей планетной системе и средоточие почти всей ее массы. Вещество во Вселенной также сконцентрировано в подобных Солнцу газовых самосветящихся телах — звездах. В них постоянно происходит один из важнейших процессов природы — образование различных химических элементов в результате термоядерных реакций. Эти реакции — важный источник энергии звезд. В итоге, благодаря процессам на звездах наш мир обладает набором атомов всех известных химических элементов.

Звезды во Вселенной обладают тенденцией образовывать иерархию систем различных масштабов. Важнейшее звено этой иерархии — огромные системы сотен миллиардов звезд, называемые *галактиками*. Часть вещества, быть может даже значительная, приходится на разреженную среду, которая заполняет пространство между звездами и галактиками.

Почти все объекты, наблюдаемые на небе невооруженным глазом, принадлежат нашей звездной системе — Галактике[1]. Остальные галактики (кроме трех) доступны только телескопам. Общее их число в Метагалактике должно достигать многих миллиардов. Они, так же как и звезды, образуют более обширные системы — *скопления галактик*, содержащие сотни и тысячи членов. Есть основания полагать, что скопления галактик — самые крупные объекты во Вселенной. В еще больших масштабах заметна тенденция скоплений галактик располагаться вдоль границ огромных ячеек, подобных пчелиным сотам. В пределах галактик вещество распределено крайне неоднородно. Звезды — очень компактные объекты, а средние расстояния между ними в десятки миллионов раз превышают их размеры. В пределах скоплений галактик, в которых расстояния между отдельными членами соизмеримы с их размерами, вещество распределено значительно более равномерно. Еще более равномерно, по-видимому, распределено вещество в масштабах всей Метагалактики. В астрономии исследуется, как это распределение вещества влияет на общие свойства пространства-времени нашего мира.

Современные методы астрономии позволяют изучать Вселенную на протяжении огромных расстояний, масштабы которых трудно себе даже представить. От наиболее удаленных объектов свет, распространяющийся со скоростью около 300 000 км/с, идет к нам десятки миллиардов лет, что оказывается соизмеримым с возрастом большинства объектов во Вселенной. Отсюда следует, что, наблюдая далекие галактики, мы можем как бы заглянуть в глубокое прошлое нашей Вселенной и составить себе определенное представление об ее эволюции.

Прежде чем приступить к последовательному изучению различных разделов астрономии, очень полезно бегло рассмотреть, что можно наблюдать в пределах различных масштабов окружающего нас мира. На рис. 0.1 изображена последовательность различных объектов Вселенной, масштабы которых образуют геометрическую прогрессию: каждый последующий квадрат соответствует увеличению линейных размеров объектов примерно в 1 000 раз.

---

[1] Это имя собственное, и его надо писать с заглавной буквы

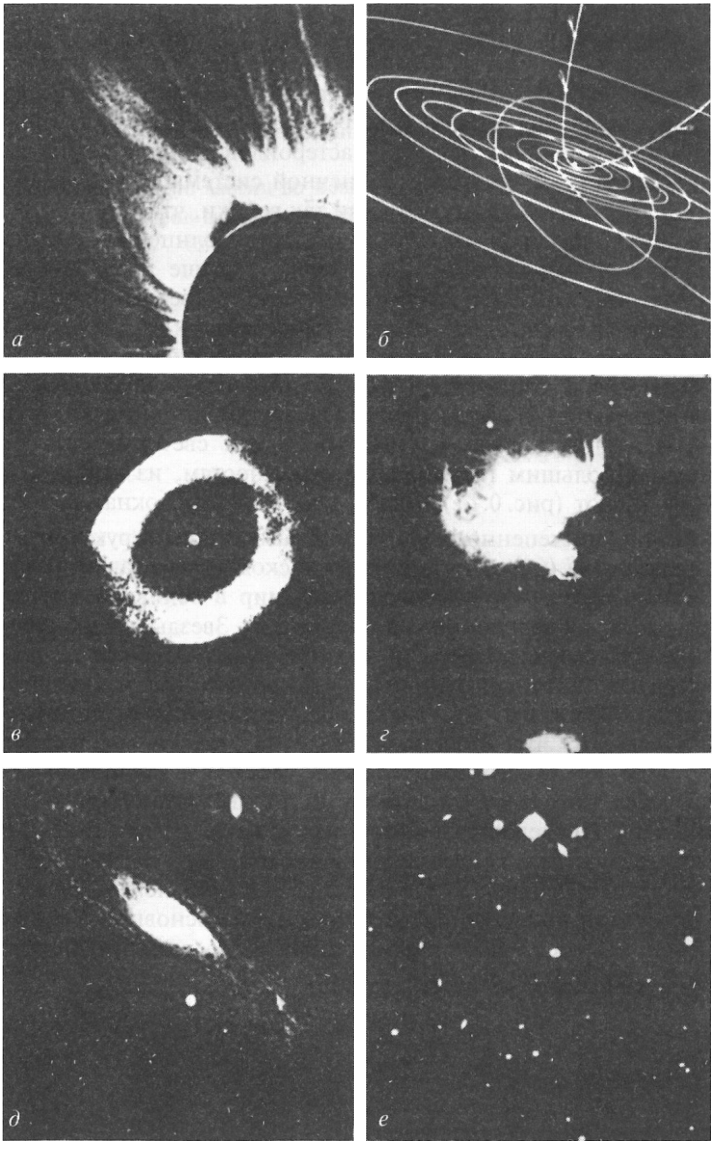


Рис. 0.1. Пространственные масштабы Вселенной. Сторона квадрата *а* порядка миллиона км, а каждого последующего — в 1 000 раз больше

Начнем с весьма «скромного» масштаба в 500 тыс. км. В «окно» такого размера можно «увидеть» наиболее знакомую нам систему двух тел — Землю и обращающуюся вокруг нее Луну. Изменив масштаб в 10 раз, получим расстояние в миллионы километров. В такое «окно» мы увидим Солнце и ряд интереснейших образований в его атмосфере. Еще в 10 раз большее «окошко» позволит наблюдать Солнце вместе с далеко простирающейся его короной (рис. 0.1 *а*). Квадрат со стороной в 100 миллионов километров охватит Солнце вместе с ближайшей к нему планетой — Меркурием. Орбита Венеры чуть-чуть не уместится в нем. Квадрат со стороной в миллиард километров (рис. 0.1 *б*) целиком охватывает орбиты всех планет до Марса и многих малых планет — астероидов. Лишь изменив масштаб еще в 10 раз, мы приблизимся к границам Солнечной системы и достигнем орбит Нептуна и Плутона. Расстояния между звездами так велики, что только при масштабах в сотни триллионов километров мы сможем охватить Солнце вместе с ближайшими к нему звездами, включая систему α Центавра. Дальше неудобно пользоваться километрами. Масштаб 10^{13} км почти соответствует световому году, т. е. пути, проходимому светом за один год, а примерно три световых года составляют важную в астрономии единицу длины — *парсек* (пк). Расстояние до ближайшей звезды в системе α Центавра составляет 1,3 парсека (это слово необходимо склонять). Масштаб в один световой год соизмерим с газовой туманностью, возникшей вокруг звезды (рис. 0.1 *в*), а расстояние в сотни и тысячи световых лет соответствует скоплениям звезд и большим газопылевым туманностям, из которых эти звезды, как правило, возникают (рис. 0.1 *г*). Далее, при размерах «окна» в тысячи и миллионы парсеков[2)] мы постепенно переходим к важнейшим структурным единицам Вселенной — галактикам (рис. 0.1 *д*), группам и скоплениям галактик (рис. 0.1 *е*).

В итоге можно сказать, что наблюдаемый мир в основном состоит из звезд и разреженного газа, объединенных в галактики. Звезды — наиболее важные и поразительные по своей природе и многообразию объекты. В этих газовых шарах — естественных атомных реакторах — постоянно возникают ядра все более и более тяжелых элементов и, тем самым, осуществляется химическая эволюция нашего мира. Полагают, что Вселенная возникла десятки миллиардов лет тому назад из мало еще понятного сверхплотного горячего состояния в результате некоторого процесса, похожего на взрыв, вызванный избытком энергии. С тех пор она расширяется. Последовательно возникали кванты, частицы и античастицы, ядра простейших атомов, газ, конденсировавшийся затем в галактики и звезды. Это расширение как активный процесс мы наблюдаем и поныне. Используя малейшие возможности получения информации, которую несет в основном электромагнитное излучение, астрономы воссоздают картину мира в его развитии и устанавливают природу как отдельных объектов, так и всей Вселенной в целом.



Вопросы к Введению

1. Какие системы небесных тел Вам известны?
2. Сформулируйте своими словами, по-вашему, наиболее полное определение предмета астрономии.
3. Приведите примеры астрономических наблюдений.
4. Чем отличаются источники информации в астрономии и физике?

[2)] С расстояния в 1 пк наша Солнечная система видна под углом в 1″ дуги. Расстояние в тысячу парсеков называют *килопарсеком* (кпк), а в миллион парсеков — *мегапарсеком* (Мпк).

5. В каком порядке следует расположить различные разделы астрономии, чтобы каждый последующий нуждался в результатах только предыдущего?
6. В каком порядке, по Вашему мнению, возрастает трудность проблем, возникающих в перечисленных разделах астрономии? Какие из них предполагают знания из других наук и каких?
7. Оцените примерный «возраст» различных разделов астрономии.
8. Как, по-вашему, стала бы развиваться на Земле астрономия, если бы наше небо всегда было закрыто толстым слоем облаков?
9. Приведите свои примеры связи астрономии с другими науками.
10. В чем наибольшее значение астрономии, по Вашему мнению? Ответ постарайтесь обосновать.
11. Оцените возможное число частиц во Вселенной.
12. Каковы пределы размеров важнейших объектов Вселенной?

Глава 1

Основные сведения из сферической астрономии

§ 1.1. Видимые положения светил. Созвездия

Днем небо, если оно не закрыто облаками, имеет голубой цвет, и мы видим на нем самое яркое светило — Солнце. Иногда, одновременно с Солнцем, днем видна Луна, и очень редко некоторые другие небесные тела, например планета Венера.

В безоблачную ночь на темном небе мы видим звезды, туманности, Луну, планеты, кометы и другие объекты. Первое впечатление от наблюдения звездного неба — это бесчисленность звезд и беспорядочность расположения их на небе. В действительности, звезд, видимых невооруженным глазом, не так уж много: всего около шести тысяч в обоих полушариях неба, а на одной половине его, которая видна в данный момент из какой-либо точки земной поверхности, не более трех тысяч.

Взаимное расположение звезд на небе меняется чрезвычайно медленно. Без точных измерений никаких заметных изменений в расположении звезд на небе нельзя обнаружить в продолжение многих сотен, а для подавляющего числа звезд — и многих тысяч лет. Последнее обстоятельство позволяет легко ориентироваться среди тысяч звезд, несмотря на кажущуюся хаотичность в их расположении.

С целью ориентировки на небе яркие звезды давно уже были объединены в группы, названные *созвездиями*. Созвездия обозначались названиями животных (*Большая Медведица*, *Лев*, *Дракон* и т. п.), именами героев греческой мифологии (*Кассиопея*, *Андромеда*, *Персей* и т. д.) или просто названиями тех предметов, которые напоминали фигуры, образованные яркими звездами группы (*Северная Корона*, *Треугольник*, *Стрела*, *Весы*, *Южный Крест* и т. п.).

С XVII в. отдельные звезды в каждом созвездии стали обозначаться буквами греческого алфавита. Несколько позже была введена числовая нумерация, употребляемая в настоящее время в основном для слабых звезд. Кроме того, яркие звезды (около 130) получили собственные имена. Например: α Большого Пса называется *Сириусом*, α Возничего — *Капеллой*, α Лиры — *Вегой*, α Ориона — *Бетельгейзе*, β Ориона — *Ригелем*, β Персея — *Алголем* и т. д. Эти названия и обозначения звезд применяются и в настоящее время. Однако границы созвездий, намеченные древними астрономами и представлявшие извилистые линии, в 1922 г. были заменены дугами, некоторые большие созвездия были разделены на несколько самостоятельных созвездий, а под созвездиями стали понимать не группы ярких звезд, а участки звездного неба. Теперь все небо условно разделено на 88 отдельных участков — созвездий.

Яркие звезды в созвездиях служат хорошими ориентирами для нахождения на небе слабых звезд или других небесных объектов. Поэтому необходимо научиться быстро находить то или иное созвездие непосредственно на небе. Для этого следует предварительно изучить карту звездного неба и запомнить характерные контуры, образуемые в созвездиях наиболее яркими звездами.

§ 1.2. Видимые движения звезд, Солнца, Луны и планет

Если в ясную ночь пронаблюдать звездное небо в течение нескольких часов, то легко заметить, что небесный свод как одно целое со всеми находящимися на нем светилами плавно обращается вокруг некоторой воображаемой оси, проходящей через место наблюдения. Это движение небесного свода и светил называется *суточным*, так как полный оборот совершается за сутки. Вследствие суточного движения звезды и другие небесные тела непрерывно меняют свое положение относительно видимого горизонта.

Если наблюдать суточное движение звезд в северном полушарии Земли (но не на полюсе) и стоять лицом к южной стороне горизонта, то их движение происходит слева направо, т. е. *по часовой стрелке*. На восточной стороне горизонта звезды восходят, затем поднимаются до некоторой наиболее высокой точки над горизонтом, после чего опускаются и заходят на западной стороне. При этом каждая звезда всегда восходит в одной и той же точке восточной стороны горизонта и заходит всегда в одной и той же точке западной стороны. Максимальная высота над горизонтом для каждой данной звезды и для данного места наблюдения также всегда постоянна.

Если же стать лицом к северной стороне горизонта, то наблюдения покажут, что одни звезды будут также восходить и заходить, а другие описывать полные круги над горизонтом, вращаясь вокруг общей неподвижной точки. Эта точка называется *северным полюсом мира*.

Приблизительное положение северного полюса мира на небе можно найти по самой яркой звезде в созвездии Малой Медведицы. Эта звезда на звездных картах обозначается буквой α и за свою близость к северному полюсу мира называется *Полярной звездой*. Расстояние Полярной звезды от северного полюса мира в настоящее время чуть меньше 1°.

Солнце и Луна, так же как и звезды, восходят на восточной стороне горизонта и заходят на западной. Но, наблюдая восход и заход этих светил, можно заметить, что в разные дни года они восходят, в отличие от звезд, в разных точках восточной стороны горизонта и заходят также в разных точках западной стороны.

Так, Солнце в начале зимы восходит на юго-востоке, а заходит на юго-западе. Но с каждым днем *точки* его *восхода* и *захода* передвигаются к северной стороне горизонта. При этом с каждым днем Солнце в полдень поднимается над горизонтом все выше и выше, день становится длиннее, ночь — короче.

В начале лета, достигнув некоторого предела на северо-востоке и на северо-западе, точки восхода и захода Солнца начинают перемещаться в обратном направлении, от северной стороны горизонта к южной. При этом *полуденная высота* Солнца и продолжительность дня начинает уменьшаться, а продолжительность ночи — увеличиваться. Достигнув некоторого предела в начале зимы, точки восхода и захода Солнца снова начинают передвигаться к северной стороне неба, и все описанные явления повторяются.

Из элементарных и не очень продолжительных наблюдений легко заметить, что Луна не остается все время в одном и том же созвездии, а переходит из одного созвездия в другое, передвигаясь с запада на восток примерно на 13° в сутки. Перемещаясь по созвездиям, Луна обходит полный круг по небу за 27,32 суток.

Более тщательные и более продолжительные наблюдения показывают, что и Солнце, подобно Луне, перемещается по небу с запада на восток, проходя те же созвездия. Только скорость его перемещения значительно меньше, около 1° в сутки, и весь путь Солнце проходит за год.

Двенадцать созвездий из тринадцати, по которым проходит Солнце в течение года, называются *зодиакальными* (от греческого слова «зоон» — животное). Названия их таковы: *Рыбы*, *Овен*, *Телец*, *Близнецы*, *Рак*, *Лев*, *Дева*, *Весы*, *Скорпион*, *Стрелец*, *Козерог* и *Водолей*[1]. Первые три созвездия Солнце проходит в весенние месяцы, следующие три — в летние, еще три следующие — в осенние и, наконец, последние три — в зимние месяцы. Те созвездия, в которых в данное время находится Солнце, недоступны наблюдению и становятся хорошо видны лишь приблизительно через полгода.

Еще в глубокой древности среди звезд зодиакальных созвездий было замечено пять небесных светил, внешне очень похожих на звезды, но отличающихся от последних тем, что они не сохраняют одного и того же положения в созвездиях, а «блуждают» по ним, подобно Солнцу и Луне. Эти тела были названы *планетами*, от греческого слова «планетас», что значит «блуждающие светила». Древние римляне дали планетам имена своих богов: *Меркурий*, *Венера*, *Марс*, *Юпитер и Сатурн*. В XVIII–XX вв. были открыты еще три планеты: *Уран* (в 1781 г.), *Нептун* (в 1846 г.) и *Плутон* (в 1930 г.).

Планеты перемещаются по зодиакальным созвездиям большую часть времени с запада на восток, но часть — и с востока на запад. Первое движение, т. е. такое же, как у Солнца и Луны, называется *прямым*, второе, с востока на запад — *попятным* движением.

§ 1.3. Географические координаты

Большинство астрономических наблюдений до настоящего времени производится с Земли и потому вид неба зависит от положения наблюдателя на ее поверхности. Поэтому напомним некоторые географические понятия и термины, которыми в дальнейшем мы будем пользоваться.

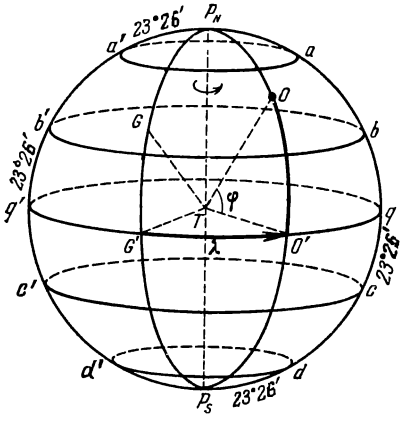


Рис. 1.1. Географические координаты

Земля имеет почти шарообразную форму. Воображаемая прямая $P_N P_S$, вокруг которой Земля вращается, проходит через центр массы Земли и является ее осью вращения (рис. 1.1).

Ось вращения пересекает поверхность Земли в двух точках: *в северном географическом полюсе* P_N и *южном* P_S. Северный географический полюс — тот, со стороны которого вращение Земли происходит против часовой стрелки. Большой круг на поверхности Земли $(q'G'O'q)$, плоскость которого перпендикулярна к оси вращения, называется *земным экватором*. Он делит поверхность Земли на два полушария: *северное* (с северным полюсом P_N) и *южное* (с южным полюсом P_S).

Малые круги, плоскости которых параллельны плоскости земного экватора, называются *географическими параллелями*.

Большой полукруг $P_N O O' P_S$, проходящий через географические полюсы Земли и через точку O на ее поверхности, называется *географическим меридианом* точки O. Географический меридиан $P_N G G' P_S$, проходящий через Гринвичскую

[1] Созвездие *Змееносец*, расположенное между созвездиями Весов и Скорпиона, к зодиакальным не причисляется.

обсерваторию в Англии, считается *нулевым*, или *начальным*, меридианом. Нулевой меридиан и меридиан, отстоящий от нулевого на 180°, делят поверхность Земли на два полушария: *восточное* и *западное*.

Прямая линия TO, по которой направлена сила тяжести в данной точке Земли, называется *отвесной* или *вертикальной линией*.

При решении многих астрономических задач можно считать, что Земля представляет собой однородный шар радиусом $R = 6\,370$ км. В этом случае направление отвесной линии в любой точке земной поверхности проходит через центр Земли и совпадает с ее радиусом, а географические меридианы и экватор — окружности одинакового радиуса, равного радиусу Земли. Положение точки O на земной поверхности однозначно определяется двумя *географическими координатами*: *географической широтой* φ и *географической долготой* λ.

Географической широтой φ точки O называется величина дуги $O'O$ меридиана $P_N O O' P_S$ от экватора до точки O. Географические широты отсчитываются от экватора в пределах от 0 до $+90°$ (*северная широта*), если точки лежат в северном полушарии Земли, и от 0 до $-90°$ (*южная широта*), если точки лежат в южном полушарии.

Географической долготой λ точки O называется двугранный угол $G'TO'$ между плоскостями начального меридиана и меридиана, проходящего через точку O. Принято отсчитывать географическую долготу к востоку от начального меридиана, т. е. в сторону вращения Земли, в пределах от 0 до 360° (в градусной мере) или от 0 до 24^h (в часовой мере). Географы, как правило, отсчитывают долготу в пределах от 0 до $+180°$ к востоку (*восточная долгота*) и от 0 до $-180°$ к западу (*западная долгота*).

При решении задач, требующих более точных значений размеров и формы Земли, последняя принимается за эллипсоид вращения (*сфероид*) с неоднородным распределением масс. В этом случае отвесная линия не для всех точек земной поверхности будет проходить через центр *сфероида* (рис. 1.2), а будет пересекать плоскость земного экватора в некоторой другой точке T_1, не совпадая с радиус-вектором ρ, т. е. с прямой TO, соединяющей центр сфероида с точкой O.

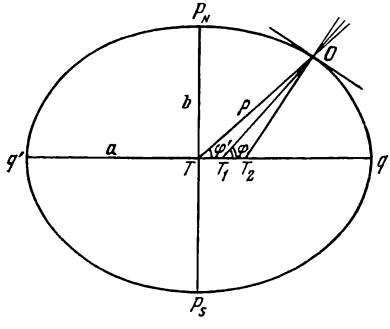


Рис. 1.2. Различные виды географической широты (для наглядности сжатие Земли преувеличено)

Вследствие неравномерного распределения масс в области данной точки отвесная линия T_1O может также не совпадать и с нормалью T_2O к поверхности сфероида, т. е. с перпендикуляром к касательной плоскости в данной точке O Земли. Поэтому для каждой точки на поверхности Земли необходимо различать три вида географической широты: астрономическую, геоцентрическую и геодезическую.

Астрономической широтой φ называется угол OT_1q между плоскостью земного экватора и отвесной линией в данной точке.

Геоцентрической широтой φ' называется угол OTq между плоскостью земного экватора и радиус-вектором данной точки O.

Геодезической широтой называется угол OT_2q между плоскостью земного экватора и нормалью к сфероиду в данной точке. На рис. 1.2 этот угол не отмечен.

Непосредственно из астрономических наблюдений определяется только астрономическая широта φ.

Из геодезических и гравиметрических измерений определяется *уклонение отвеса* в данной точке, т. е. несовпадение отвесной линии с нормалью, которое дает возможность из астрономической широты φ получить геодезическую. Однако, за исключением аномальных мест, уклонение отвеса меньше $3''$, и этой величиной часто пренебрегают, не делая различия между астрономической и геодезической широтой.

Геоцентрическая широта φ' вычисляется по формулам аналитической геометрии, связывающим ее с геодезической широтой. Разность между геоцентрической и астрономической широтой не превышает $12'$. На полюсах и на экваторе Земли она равна нулю.

§ 1.4. Небесная сфера

В астрономии для изучения расположения и движения небесных тел пользуются сферической системой координат, в которой положение тела определятся двумя углами и расстоянием. Поскольку часто расстояния неизвестны, удобнее положение светил проецировать на небесную сферу, под которой понимают сферу произвольного радиуса с центром в точке наблюдения.

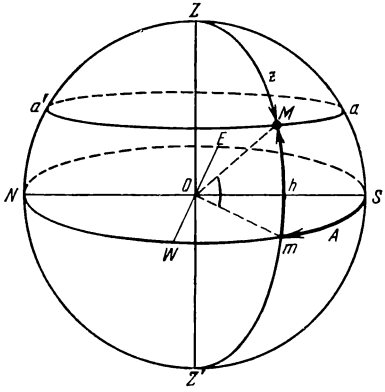


Рис. 1.3. Небесная сфера и горизонтальная система координат

Таким образом, воображаемый наблюдатель, находящийся в центре небесной сферы, должен видеть положения светил на ее поверхности точно в таком же взаимном расположении, в каком реальный наблюдатель видит реальные светила на небе.

Вращение небесной сферы для наблюдателя, находящегося на поверхности Земли, воспроизводит суточное движение светил на небе.

Небесная сфера служит для изучения видимых положений и движений небесных тел. Для этого на ее поверхности фиксируются основные линии и точки, по отношению к которым и производятся соответствующие измерения.

Прямая ZOZ' (рис. 1.3), проходящая через центр O небесной сферы и совпадающая с направлением нити отвеса в месте наблюдения, называется *отвесной*, или *вертикальной линией*.

Отвесная линия пересекается с поверхностью небесной сферы в двух точках: *в зените* Z, над головой наблюдателя, и в диаметрально противоположной точке — *надире* Z'.

Большой круг небесной сферы $(SWNE)$, плоскость которого перпендикулярна к отвесной линии, называется *математическим горизонтом*. Математический горизонт делит поверхность небесной сферы на две половины: *видимую* для наблюдателя, с вершиной в зените Z, и *невидимую*, с вершиной в надире Z'.

Математический горизонт следует отличать от *видимого горизонта* (линии, вдоль которой «небо сходится с землей»). Видимый горизонт на суше — неправильная линия, точки которой лежат то выше, то ниже математического горизонта.

Малый круг небесной сферы (aMa'), проходящий через светило, плоскость которого параллельна плоскости математического горизонта, называется *альмукантаратом* светила.

Большой полукруг небесной сферы ZMZ', проходящий через зенит, светило M и надир, называется *кругом высоты*, *вертикальным кругом* или просто *вертикалом* светила.

Диаметр PP' (рис. 1.4), вокруг которого происходит вращение небесной сферы, называется *осью мира*. Ось мира пересекается с поверхностью небесной сферы в двух точках: в *северном полюсе мира* P и *южном полюсе мира* P'. Северный полюс — тот, со стороны которого вращение небесной сферы происходит по часовой стрелке, если смотреть на сферу извне. Большой круг небесной сферы $QWQ'E$, плоскость которого перпендикулярна к оси мира, называется *небесным экватором*. Небесный экватор делит поверхность небесной сферы на два *полушария*: *северное*, с северным полюсом мира P, и *южное*, с южным полюсом мира P'.

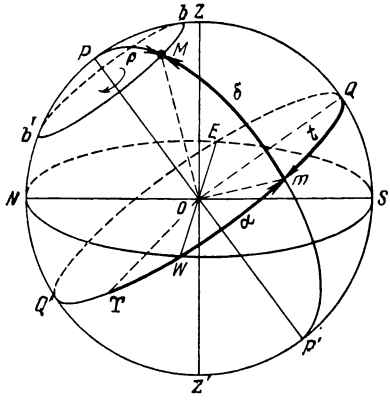


Рис. 1.4. Небесная сфера и экваториальные системы координат

Малый круг небесной сферы (bMb'), плоскость которого параллельна плоскости небесного экватора, называется *суточной параллелью* светила M. Видимые суточные движения светил совершаются по суточным параллелям.

Большой полукруг небесной сферы PMP', проходящий через полюсы мира и через светило M, называется *кругом склонения* светила.

Небесный экватор пересекается с математическим горизонтом в двух точках: в *точке востока* E и в *точке запада* W. Круги высот, проходящие через точки востока и запада, называются *первыми вертикалами — восточным и западным*.

Большой круг небесной сферы $PZQSP'Z'Q'N$, плоскость которого проходит через отвесную линию и ось мира, называется *небесным меридианом*.

Небесный меридиан делит поверхность небесной сферы на два полушария: *восточное*, с точкой востока E, и *западное*, с точкой запада W.

Плоскость небесного меридиана и плоскость математического горизонта пересекаются по прямой линии NOS, которая называется *полуденной линией*.

Небесный меридиан пересекается с математическим горизонтом в двух точках: в *точке севера* N и в *точке юга* S. Точкой севера называется та, которая ближе к северному полюсу мира. Точка юга — ближе к южному полюсу мира.

С небесным экватором небесный меридиан пересекается также в двух точках: в *верхней точке экватора* Q, которая ближе к зениту, и в *нижней точке экватора* Q', которая ближе к надиру.

§ 1.5. Горизонтальная и экваториальные системы небесных координат

Положение светила на небе, или какой-либо точки на небесной сфере, относительно принятой основной плоскости и точки начала отсчета однозначно определяется двумя угловыми величинами (дуг больших кругов или соответствующих центральных углов), которые называются *небесными координатами*.

Для решения разнообразных задач астрономии пользуются различными системами небесных координат. Системы эти отличаются друг от друга выбором основной плоскости и началом отсчета.

Горизонтальная система. Основной плоскостью в этой системе является плоскость математического горизонта $NWSE$, а отсчет ведется от зенита и от одной из точек математического горизонта (см. рис. 1.3).

Одной координатой является или *зенитное расстояние* z, или *высота* светила над горизонтом h.

Высотой h светила M называется дуга вертикального круга mM, от математического горизонта до светила, или угол mOM между плоскостью математического горизонта и направлением на светило M.

Высоты отсчитываются в пределах от 0 до $+90^\circ$ к зениту и от 0 до -90° к надиру.

Зенитным расстоянием z светила M называется дуга вертикального круга ZM от зенита до светила или угол ZOM между отвесной линией и направлением на светило M.

Зенитные расстояния отсчитываются в пределах от 0 до 180° в направлении от зенита к надиру. Светила, находящиеся в видимой части небесной сферы, имеют $z \leqslant 90^\circ$, а в невидимой части $z > 90^\circ$.

Для зенитного расстояния и высоты одного и того же светила всегда справедливо соотношение

$$z + h = 90^\circ. \tag{1.1}$$

Светила, находящиеся на одном альмукантарате, имеют одинаковые высоты и одинаковые зенитные расстояния.

Высота (или зенитное расстояние) определяют положение светила на вертикальном круге.

Положение же самого вертикального круга на небесной сфере определяется другой координатой — *азимутом A.*

Азимутом A светила M называется дуга математического горизонта Sm от точки юга S до вертикального круга, проходящего через светило, или угол SOm между полуденной линией и линией пересечения плоскости математического горизонта с плоскостью вертикального круга, проходящего через светило.

Азимуты отсчитываются в сторону суточного вращения небесной сферы, т. е. к западу от точки юга S, в пределах от 0 до 360°. Иногда азимуты отсчитываются от 0 до $+180^\circ$ к западу (западные азимуты) и от 0 до -180° (восточные азимуты).

В геодезии азимуты отсчитываются от точки севера N от 0 до 360° в сторону востока. (Иногда вводятся восточные и западные азимуты.) Такие азимуты называются *геодезическими*, в отличие от *астрономических* азимутов, отсчитываемых от точки юга. Геодезический азимут A' и астрономический A связаны простым соотношением

$$A' = A + 180^\circ. \tag{1.2}$$

Светила, находящиеся на одном вертикальном круге, имеют одинаковые азимуты.

Первая экваториальная система координат. Основной плоскостью в этой системе является плоскость небесного экватора QQ', а началом отсчета — точка небесного экватора Q (см. рис. 1.4).

Одной координатой является *склонение* светила δ.

Склонением δ светила M называется дуга круга склонения $PMmP'$ от небесного экватора до светила или угол mOM между плоскостью небесного экватора и направлением на светило.

Склонения отсчитываются в пределах от 0 до $+90^\circ$ к северному полюсу мира (светило находится в северном полушарии небесной сферы) и от 0 до -90° к южному полюсу мира (светило находится в южном полушарии сферы).

Иногда склонение δ заменяется *полярным расстоянием* p, т. е. дугой PM круга склонения от северного полюса мира до светила или углом POM между осью мира и направлением на светило. Полярные расстояния отсчитываются в пределах от 0 до 180° от северного полюса мира к южному. Светила, находящиеся в северном полушарии небесной сферы, имеют $p < 90^\circ$, а в южном полушарии $p > 90^\circ$.

Для полярного расстояния и склонения одного и того же светила всегда справедливо соотношение

$$p + \delta = 90^\circ. \tag{1.3}$$

Светила, находящиеся на одной суточной параллели, имеют одинаковые склонения δ и одинаковые полярные расстояния p.

Склонение определяет положение светила на круге склонения. Положение же самого круга склонения на небесной сфере определяется другой координатой — *часовым углом* t.

Часовым углом t светила M называется дуга небесного экватора Qm от верхней точки Q небесного экватора до круга склонения $PMmP'$, проходящего через светило, или двугранный угол между плоскостями небесного меридиана и круга склонения светила.

Часовые углы отсчитываются в сторону суточного вращения небесной сферы, т. е. к западу от верхней точки Q небесного экватора, в пределах от 0 до 360° (в градусной мере) или от 0 до 24^h (в часовой мере). Иногда часовые углы отсчитываются от 0 до 180° (от 0 до $+12^\mathrm{h}$) к западу (западные часовые углы) и от 0 до -180° (от 0 до -12^h) к востоку (восточные часовые углы).

Светила, находящиеся на одном круге склонения, имеют одинаковые часовые углы.

Вторая экваториальная система координат. Основной плоскостью в этой системе является также плоскость небесного экватора, а одной координатой — склонение δ (реже полярное расстояние p).

Другой же координатой, определяющей положение часового круга светила, является *прямое восхождение* α.

Прямым восхождением α светила M называется дуга небесного экватора Υm (см. рис. 1.4) от точки весеннего равноденствия Υ (см. § 1.9) до круга склонения, проходящего через светило, или двугранный угол ΥOm (в плоскости небесного экватора) между направлением на точку весеннего равноденствия и плоскостью круга склонения светила.

Прямые восхождения α отсчитываются в сторону, противоположную суточному вращению небесной сферы, в пределах от 0 до 360° (в градусной мере) или от 0 до 24^h (в часовой мере).

Светила, находящиеся на одном круге склонения, имеют одинаковые прямые восхождения.

Изменение координат. Горизонтальные координаты (z, h, A) и часовой угол светила t непрерывно изменяются вследствие суточного вращения небесной сферы (см. § 1.8), так как они отсчитываются от неподвижных точек, не участвующих в этом вращении.

Экваториальные координаты светила (прямое восхождение α и склонение δ) из-за суточного вращения небесной сферы не меняются, так как они отсчитываются

от точек небесного экватора, которые сами участвуют в суточном вращении, и, следовательно, положение светила относительно этих точек не изменяется.

Горизонтальная система координат используется для определения направления на светило относительно земных предметов или с помощью угломерных инструментов, когда телескоп смонтирован на азимутальной установке.

Первая экваториальная система (склонение и часовой угол) используется преимущественно при определении точного времени — одной из основных задач практической астрономии, при наблюдениях на телескопе, смонтированном на экваториальной установке.

Вторая экваториальная система является общепринятой в астрометрии. В этой системе составляются списки (каталоги) положений звезд и других светил, а также звездные карты.

§ 1.6. Зависимость высоты полюса мира от астрономической широты места наблюдения

Видимое вращение небесного свода представляет собой следствие вращения Земли вокруг оси в направлении, противоположном суточному вращению неба, т. е. с запада на восток. Поэтому, в какой бы точке на поверхности Земли наблюдатель ни находился, он всегда видит вращение небесной сферы происходящим вокруг оси мира — прямой, параллельной оси вращения Земли.

Направление же отвесной линии меняется при перемещении наблюдателя по земной поверхности и составляет различные углы с осью вращения. Взаимное расположение кругов и точек небесной сферы, связанных с осью мира и отвесной линией, зависит, следовательно, от направления последней, т. е. от положения наблюдателя на поверхности Земли.

Эта зависимость формулируется в виде следующей теоремы.

Высота северного полюса мира h_{P_N} над горизонтом всегда равна астрономической широте φ места наблюдения.

Доказательство теоремы следует непосредственно из чертежа (рис. 1.5), где $\angle PON = h_{P_N}$ и $\angle OTq = \varphi$ — углы с взаимно перпендикулярными сторонами. На основании этой теоремы (рис. 1.6) склонение зенита $\delta_z = \varphi$, полярное расстояние точки севера $p_{P_N} = |\varphi|$, зенитное расстояние верхней точки экватора $z_Q = |\varphi|$.

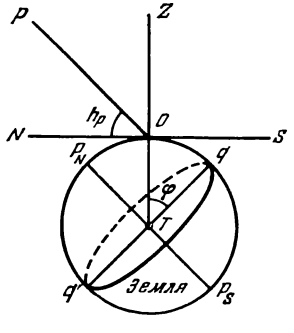


Рис. 1.5. Связь между высотой полюса мира и географической широтой

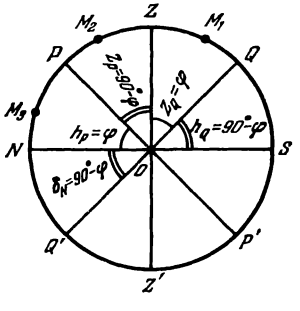


Рис. 1.6. Проекция небесной сферы на плоскость небесного меридиана

Из соотношения (1.1) зенитное расстояние полюса мира $z_{P_N} = 90^\circ - h_{P_N} = 90^\circ - \varphi$.

Кроме того, полярное расстояние зенита $p_Z = 90^\circ - \varphi$; склонение точки севера $\delta_N = 90^\circ - |\varphi|$; высота верхней точки экватора $h_Q = 90^\circ - |\varphi|$.

§ 1.7. Явления, связанные с суточным вращением небесной сферы

Восход и заход светил. Вследствие суточного вращения небесной сферы все светила описывают круги, плоскости которых параллельны плоскости небесного экватора, т. е. движутся по суточным параллелям.

В зависимости от географической широты места наблюдения φ и от склонений светил δ суточные параллели последних либо пересекают математический горизонт в двух точках, либо целиком располагаются над ним или под ним (рис. 1.7). Точка пересечения светилом горизонта снизу вверх называется *точкой восхода* светила, а сверху вниз — *точкой захода* светила.

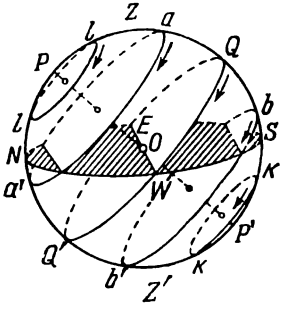


Рис. 1.7. Суточное движение светил в средних географических широтах

Светило восходит и заходит на данной широте φ, если абсолютное значение его склонения

$$|\delta| < (90^\circ - |\varphi|). \qquad (1.4)$$

Если светило находится на небесном экваторе QQ', т. е. его $\delta = 0$, то оно восходит точно в точке востока E и заходит точно в точке запада W.

Если склонение светила $\delta > 0$ (суточная параллель aa'), то оно восходит на северо-востоке, а заходит на северо-западе.

Если склонение светила $\delta < 0$ (суточная параллель bb'), то оно восходит на юго-востоке, а заходит на юго-западе.

Наконец, если абсолютное значение склонения светила

$$|\delta| \geqslant (90^\circ - |\varphi|), \qquad (1.5)$$

то его суточная параллель не пересечет математический горизонт, и оно будет либо *незаходящим светилом* (суточная параллель ll' располагается целиком над горизонтом), либо *невосходящим* (суточная параллель kk' располагается целиком под горизонтом).

Если наблюдатель находится на земном экваторе ($\varphi = 0^\circ$), то для него, согласно условию (1.4), все светила являются восходящими и заходящими. Действительно, на земном экваторе (рис. 1.8) северный полюс мира P лежит на горизонте, в точке севера N, а южный полюс P' — в точке юга S. Небесный экватор QQ' перпендикулярен к математическому горизонту и проходит через зенит Z. Поэтому и плоскости суточных параллелей всех светил также перпендикулярны к плоскости математического горизонта. Следовательно, все светила восходят и заходят, видны над горизонтом в течение 12 часов и столько же часов не видны.

Если наблюдатель находится на северном географическом полюсе Земли ($\varphi = +90^\circ$), то для него, согласно условию (1.5), светила с $\delta > 0$ являются незаходящими, а светила с $\delta < 0$ — невосходящими. Действительно (рис. 1.9), на северном географическом полюсе Земли северный полюс мира P совпадает с зенитом Z, а небесный экватор QQ' — с математическим горизонтом. Поэтому плоскости суточных параллелей светил параллельны плоскости математического

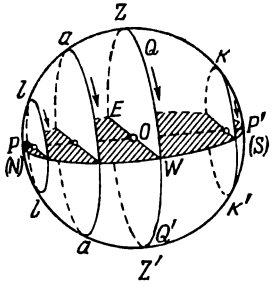


Рис. 1.8. Суточное движение светил для наблюдателя на земном экваторе

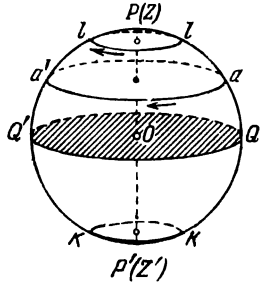


Рис. 1.9. Суточное движение светил для наблюдателя на северном полюсе Земли

горизонта, и светила не восходят и не заходят. Светила северного полушария небесной сферы $\delta > 0$ всегда видны над горизонтом, а светила южного полушария небесной сферы ($\delta < 0$) никогда не видны.

Нетрудно сообразить, что наблюдатель, находящийся на южном полюсе Земли, наоборот, всегда будет видеть светила южного полушария небесной сферы ($\delta < 0$) и никогда не увидит светил северного полушария небесной сферы ($\delta > 0$).

Если наблюдатель находится на широте φ, отличной от 0 и от 90°, то часть светил будет для него являться восходящими и заходящими, а часть — невосходящими и незаходящими.

Кульминация светил. Суточная параллель каждого светила пересекает небесный меридиан в двух точках, лежащих на концах диаметра параллели.

Явление пересечения светилом небесного меридиана называется *кульминацией светила*. Таких пересечений должно быть два. То из них, в котором светило имеет бóльшую высоту, называется *верхней кульминацией*, а другое — *нижней кульминацией*.

Различают верхнюю кульминацию к югу от зенита (на дуге $ZQSP'$) и к северу от зенита (на дуге PZ) (см. рис. 1.6).

У светил, незаходящих на данной широте φ, доступны для наблюдений обе кульминации — и верхняя и нижняя; у восходящих и заходящих светил — только верхняя, в то время как нижняя кульминация происходит под горизонтом; у невосходящих светил обе кульминации недоступны наблюдениям, так как происходят под горизонтом.

§ 1.8. Изменение координат светил при суточном движении

Когда светило восходит или заходит, то его $z = 90°$, $h = 0°$, а азимуты точек восхода и захода зависят от склонения светила и широты места наблюдения.

В момент верхней кульминации зенитное расстояние светила минимально, высота максимальна, а азимут $A = 0°$ (если светило кульминирует к югу от зенита) или $A = 180°$ (если оно кульминирует к северу от зенита).

В момент нижней кульминации зенитное расстояние светила принимает максимальное значение, высота — минимальное, а азимут $A = 180°$ или $A = 0°$ (если нижняя кульминация происходит между надиром и южным полюсом мира P').

Следовательно, от нижней кульминации до верхней зенитное расстояние светила уменьшается, а высота увеличивается; от верхней до нижней кульминации,

наоборот, зенитное расстояние увеличивается, а высота уменьшается. При этом азимут светила также меняется в определенных пределах.

Таким образом, горизонтальные координаты светила (z, h и A) непрерывно изменяются вследствие суточного вращения небесной сферы, и если у светила неизменны склонение δ и прямое восхождение α, то его горизонтальные координаты принимают свои прежние значения, когда сфера совершит один оборот.

Так как суточные параллели светил на всех широтах Земли (кроме полюсов) непараллельны горизонту, то горизонтальные координаты изменяются неравномерно даже при равномерном суточном вращении небесной сферы[2]. Высота светила h и его зенитное расстояние z наиболее медленно меняются близ меридиана, т. е. в момент верхней или нижней кульминаций. Азимут же светила A, наоборот, в эти моменты изменяется наиболее быстро.

Часовой угол светила t (в первой экваториальной системе координат), подобно азимуту A, непрерывно меняется. В момент верхней кульминации светила его $t = 0$. В момент нижней кульминации часовой угол светила $t = 180°$, или 12^h.

Но, в отличие от азимутов, часовые углы светил (если их склонения δ и прямые восхождения α остаются постоянными) изменяются равномерно, так как они отсчитываются по небесному экватору, и при равномерном вращении небесной сферы изменения часовых углов пропорциональны промежуткам времени, т. е. приращения часовых углов равны углу поворота небесной сферы.

Равномерность изменения часовых углов делает экваториальную установку не слишком крупного телескопа особенно выгодной.

Высота светила h или зенитное расстояние z в моменты кульминаций зависят от склонения светила δ и широты места наблюдателя φ.

Непосредственно из чертежа (см. рис. 1.6) следует:

1) если склонение светила M_1 $\delta < \varphi$, то оно кульминирует к югу от зенита на зенитном расстоянии

$$z = \varphi - \delta, \tag{1.6}$$

или на высоте

$$h = 90° - \varphi + \delta; \tag{1.7}$$

2) если $\delta = \varphi$, то светило кульминирует в зените и тогда

$$z = 0, \tag{1.8}$$

или

$$h = +90°; \tag{1.9}$$

3) если $\delta > \varphi$, то светило M_2 в верхней кульминации находится к северу от зенита на зенитном расстоянии

$$z = \delta - \varphi, \tag{1.10}$$

или на высоте

$$h = 90° + \varphi - \delta; \tag{1.11}$$

4) наконец, в момент нижней кульминации зенитное расстояние светила M_3

$$z = 180° - \varphi - \delta, \tag{1.12}$$

а высота

$$h = \delta - (90° - \varphi) = \varphi + \delta - 90°. \tag{1.13}$$

[2] Кроме точек на небесном экваторе при наблюдении с экватора Земли.

Из наблюдений известно (см. § 1.2), что на данной широте φ каждая звезда всегда кульминирует на одной и той же высоте. Отсюда можно заключить, что склонения звезд не меняются с течением времени в пределах точности наблюдений.

Высоты же в меридиане Солнца, Луны и планет в разные дни года различны. Следовательно, склонения этих светил непрерывно меняются с течением времени.

§ 1.9. Эклиптика. Эклиптическая система координат

Измерениями зенитного расстояния или высоты Солнца в полдень (т. е. в момент его верхней кульминации) на одной и той же географической широте было установлено, что склонение Солнца в течение года изменяется в пределах от $23°26'$ до $-23°26'$, два раза в году переходя через нуль. Из наблюдений за изменением вида ночного неба следует, что и прямое восхождение Солнца на протяжении года также постепенно изменяется от 0 до $360°$, или от 0 до 24^h. Действительно, в полночь в верхней кульминации находятся те звезды, прямые восхождения которых отличаются от прямого восхождения Солнца на $180°$, или на 12^h. Наблюдения же показывают, что с каждым днем в полночь кульминируют звезды все с бóльшим и бóльшим прямым восхождением; следовательно, и прямое восхождение Солнца с каждым днем увеличивается[3)].

Рассматривая непрерывное изменение обеих координат Солнца, нетрудно установить, что оно перемещается среди звезд с запада к востоку по большому кругу небесной сферы, который называется *эклиптикой*. Плоскость эклиптики $\mathcal{E}\,\Upsilon\,\mathcal{E}'$ (рис. 1.10) наклонена к плоскости небесного экватора под углом ε. Диаметр $\Pi\Pi'$, перпендикулярный к плоскости эклиптики, называется *осью эклиптики* и пересекается с небесной сферой в *северном полюсе эклиптики* Π (лежащем в северном полушарии) и в *южном полюсе эклиптики* Π' (в южном полушарии).

Эклиптика пересекается с небесным экватором в двух точках: в *точке весеннего равноденствия* Υ и *точке осеннего равноденствия* $\leftline{\rule{0.6em}{0.4pt}}$. В точке весеннего равноденствия Υ Солнце пересекает небесный экватор, переходя из южного полушария небесной сферы в северное. В точке осеннего равноденствия $\leftline{\rule{0.6em}{0.4pt}}$ Солнце переходит из северного полушария в южное.

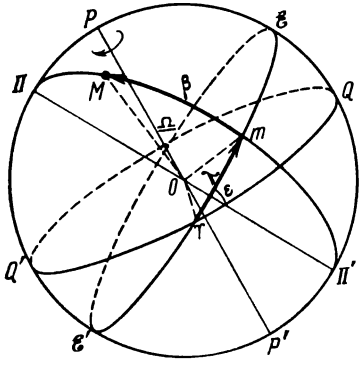


Рис. 1.10. Эклиптическая система координат

Точки эклиптики, отстоящие от равноденственных на $90°$, называются *точкой летнего солнцестояния* (в северном полушарии) и *точкой зимнего солнцестояния* (в южном полушарии).

Большой полукруг небесной сферы $\Pi M\Pi'$, проходящий через полюсы эклиптики и через светило M, называется *кругом широты* светила.

Эклиптика и точка весеннего равноденствия лежат в основе *эклиптической системы* небесных координат. Одной координатой в этой системе является *эклиптическая широта* β светила M, т. е. дуга mM круга широты (см. рис. 1.10) от эклиптики до светила.

Эклиптические широты отсчитываются в пределах от 0 до $+90°$ к северному полюсу эклиптики (Π) и от 0 до $-90°$ к ее южному полюсу (Π'). Светила,

[3)] Говоря точнее, следует учесть, что наклон эклиптики к экватору — величина непостоянная: его значение квазипериодически медленно изменяется, в настоящее время составляет около $23°26'$ и уменьшается на $46{,}8''$ за сто лет

находящиеся на одном малом круге, плоскость которого параллельна плоскости эклиптики, имеют одинаковые эклиптические широты.

Эклиптическая широта определяет положение светила на круге широты. Положение же самого круга широты на небесной сфере определяется другой координатой — *эклиптической долготой* λ. Эклиптической долготой λ светила M называется дуга $\Upsilon\ m$ эклиптики от точки весеннего равноденствия Υ до круга широты, проходящего через светило. Эклиптические долготы отсчитываются в сторону видимого годичного движения Солнца по эклиптике, т. е. с запада к востоку в пределах от 0 до 360°. Светила, находящиеся на одном круге широты, имеют одинаковые эклиптические долготы.

Эклиптическая система координат применяется преимущественно в теоретической астрономии при определении орбит небесных тел.

§ 1.10. Изменение экваториальных координат Солнца

Изменение экваториальных координат Солнца при его движении по эклиптике происходит следующим образом. Когда Солнце находится в точке весеннего равноденствия Υ (см. § 1.9), его прямое восхождение и склонение равны нулю. Затем с каждым днем прямое восхождение и склонение Солнца увеличиваются, и когда Солнце придет в точку летнего солнцестояния, его прямое восхождение станет равным 90°, или 6^h, а склонение достигнет максимального значения $+23°26'$. После этого склонение Солнца начинает уменьшаться, а прямое восхождение по-прежнему растет. Когда Солнце придет в точку осеннего равноденствия, его прямое восхождение $\alpha = 180°$, или 12^h, а склонение $\delta = 0°$. Далее, прямое восхождение Солнца, продолжая увеличиваться, в точке зимнего солнцестояния становится равным 270°, или 18^h, а склонение достигает своего минимального значения $-23°26'$. После этого склонение Солнца начинает расти, и когда Солнце придет в точку весеннего равноденствия, его склонение снова становится равным нулю, а прямое восхождение, достигнув значения 360°, или 24^h, обращается в нуль.

Эти изменения экваториальных координат Солнца в течение года происходят неравномерно. Склонение изменяется быстрее всего при движении Солнца вблизи точек равноденствий и медленнее всего — вблизи точек солнцестояний. Прямое восхождение, наоборот, медленнее меняется вблизи точек равноденствий и быстрее — вблизи точек солнцестояний. При этом скорость изменения прямого восхождения Солнца вблизи точки летнего солнцестояния меньше, чем вблизи точки зимнего солнцестояния. Видимое движение Солнца по эклиптике есть следствие действительного движения Земли — обращения ее вокруг Солнца.

Движение Земли вокруг Солнца происходит неравномерно и в том же направлении, что и вращение Земли вокруг ее оси. При этом ось вращения Земли наклонена к плоскости ее орбиты под углом $90° - \varepsilon \approx 66°34'$. Поэтому нам кажется, что Солнце тоже неравномерно перемещается по небесному своду среди звезд, также с запада на восток, но по эклиптике, плоскость которой наклонена к плоскости небесного (и земного) экватора под углом $\varepsilon = 23°26' = 90° - 66°34'$.

Когда Солнце находится в точке весеннего равноденствия ($\delta = 0$), то оно на всех географических широтах земной поверхности восходит в точке востока E и заходит в точке запада W (см. § 1.7). Половина его суточного пути находится над горизонтом, половина — под горизонтом. Следовательно, на всем земном шаре, кроме полюсов, в этот день продолжительность дня равна продолжительности ночи. Этот день называется *днем весеннего равноденствия* (около 20 марта) и считается началом весны в северном полушарии Земли (в южном полушарии этот момент соответствует началу осени).

Полуденная высота Солнца в день весеннего равноденствия на данной северной широте φ, согласно формуле (1.7), составляет

$$h_\odot = 90^\circ - \varphi.$$

Когда Солнце находится в точке летнего солнцестояния ($\delta = +23^\circ 26'$), то оно восходит на данной широте φ на северо-востоке, а заходит на северо-западе. Бóльшая часть его суточного пути для наблюдателей северного полушария находится над горизонтом. Продолжительность дня в северном полушарии Земли максимальная, ночи — минимальная, в южном — наоборот. Этот день называется *днем летнего солнцестояния* (около 21 июня) и считается началом лета в северном полушарии Земли (в южном этот момент соответствует началу зимы).

В день летнего солнцестояния полуденная высота Солнца на данной северной широте φ достигает максимального значения

$$h_{\max} = 90^\circ - \varphi + 23^\circ 26'.$$

Когда Солнце находится в точке осеннего равноденствия ($\delta = 0$), то оно снова на всей Земле восходит в точке востока и заходит в точке запада; и снова на всех широтах, кроме полюсов, продолжительность дня равна продолжительности ночи. Этот день называется *днем осеннего равноденствия* (около 23 сентября) и считается началом осени в северном полушарии Земли (началом весны — в южном полушарии).

Высота Солнца в полдень на данной широте φ в день осеннего равноденствия снова равна $90^\circ - \varphi$.

Наконец, когда Солнце находится в точке зимнего солнцестояния ($\delta = -23^\circ 26'$), то оно восходит на юго-востоке, а заходит на юго-западе. Большая часть его суточного пути находится под горизонтом. На данной северной географической широте φ продолжительность дня минимальна, ночи — максимальна (в южных широтах, наоборот, продолжительность дня максимальна, ночи — минимальна). Этот день называется *днем зимнего солнцестояния* (около 22 декабря) и считается началом зимы в северном полушарии Земли (началом лета — в южном полушарии).

Высота Солнца в день зимнего солнцестояния на данной северной широте φ достигает минимального значения

$$h_{\min} = 90^\circ - \varphi - 23^\circ 26'.$$

В остальные дни года высота Солнца в полдень лежит между значениями $h_{\max}$ и $h_{\min}$, причем в полярных областях высота Солнца может быть отрицательной, т. е. оно может быть невосходящим светилом, о чем подробнее будет сказано в следующем параграфе.

§ 1.11. Суточное движение Солнца на разных широтах

а) Для наблюдателя на северном полюсе Земли ($\varphi = +90^\circ$) незаходящими светилами являются те, у которых $\delta \geqslant 0$, а невосходящими те, у которых $\delta < 0$ (см. § 1.7, рис. 1.9).

Положительное склонение у Солнца бывает с 20 марта по 23 сентября, а отрицательное — с 23 сентября по 20 марта. Следовательно, на северном полюсе Земли Солнце приблизительно полгода бывает незаходящим, а полгода — невосходящим светилом. Около 20 марта Солнце здесь появляется над горизонтом (восходит) и вследствие суточного вращения небесной сферы описывает кривые, близкие к окружности и почти параллельные горизонту, поднимаясь с каждым

днем все выше и выше. В день летнего солнцестояния (около 21 июня) Солнце достигает максимальной высоты $h_{max} = +23°26'$. После этого Солнце начинает приближаться к горизонту, высота его постепенно уменьшается и после дня осеннего равноденствия (после 23 сентября) оно скрывается под горизонтом (заходит). День, длившийся полгода, кончается и начинается ночь, которая длится также полгода. Солнце, продолжая описывать кривые, почти параллельные горизонту, но под ним, опускается все ниже и ниже. В день зимнего солнцестояния (около 22 декабря) оно опустится под горизонтом на высоту $h_{min} = -23°26'$, а затем снова начнет приближаться к горизонту, высота его будет увеличиваться, и перед днем весеннего равноденствия Солнце снова появится над горизонтом. Для наблюдателя на южном полюсе Земли ($\varphi = -90°$) суточное движение Солнца происходит подобным же образом. Только здесь Солнце восходит 23 сентября, а заходит после 20 марта, и поэтому, когда на северном полюсе Земли ночь, на южном — день, и наоборот.

б) Для наблюдателя на северном полярном круге ($\varphi = 66°34'$) незаходящими являются светила с $\delta \geqslant +23°26'$, а невосходящими — с $\delta < -23°26'$. Следовательно, на северном полярном круге Солнце не заходит в день летнего солнцестояния (в полночь центр Солнца только касается горизонта в точке севера N) и не восходит в день зимнего солнцестояния (в полдень центр солнечного диска только коснется горизонта в точке юга S, а затем снова опустится под горизонт). В остальные дни года Солнце на этой широте восходит и заходит. При этом максимальной высоты в полдень оно достигает в день летнего солнцестояния ($h_{max} = +46°52'$), а в день зимнего солнцестояния его полуденная высота минимальна ($h_{min} = 0°$). На южном полярном круге ($\varphi = -66°34'$) Солнце не заходит в день зимнего солнцестояния и не восходит в день летнего солнцестояния.

Северный и южный полярные круги являются теоретическими границами тех географических широт, где возможны полярные дни и ночи (дни и ночи, длящиеся больше 24 часов).

В местах, лежащих за полярными кругами, Солнце бывает незаходящим или невосходящим светилом тем дольше, чем ближе место к географическим полюсам. По мере приближения к полюсам продолжительности полярных дня и ночи увеличиваются.

в) Для наблюдателя на северном тропике ($\varphi = +23°26'$) Солнце всегда является восходящим и заходящим светилом. В день летнего солнцестояния оно в полдень достигает максимальной высоты $h_{max} = +90°$, т. е. проходит через зенит. В остальные дни года Солнце в полдень кульминирует к югу от зенита. В день зимнего солнцестояния его минимальная полуденная высота $h_{min} = +43°08'$.

На южном тропике ($\varphi = -23°26'$) Солнце также всегда восходит и заходит. Но на максимальной полуденной высоте над горизонтом ($+90°$) оно бывает в день зимнего солнцестояния, а на минимальной ($+43°08'$) — в день летнего солнцестояния. В остальные дни года Солнце в полдень кульминирует здесь к северу от зенита.

В местах, лежащих между тропиками и полярными кругами, Солнце восходит и заходит каждый день года. Полгода здесь продолжительность дня больше продолжительности ночи, а полгода — ночь продолжительнее дня. Полуденная высота Солнца здесь всегда меньше 90° (кроме тропиков) и больше 0° (кроме полярных кругов).

В местах, лежащих между тропиками, Солнце бывает в зените два раза в году, в те дни, когда его склонение равно географической широте места.

г) Для наблюдателя на экваторе Земли ($\varphi = 0$) все светила, в том числе и Солнце, являются восходящими и заходящими. При этом 12 часов они находятся над горизонтом, а 12 часов — под горизонтом. Следовательно, на экваторе продолжительность дня всегда равна продолжительности ночи. Два раза в году Солнце в полдень проходит в зените (21 марта и 23 сентября).

С 21 марта по 23 сентября Солнце на экваторе кульминирует в полдень к северу от зенита, а с 23 сентября по 21 марта — к югу от зенита. Минимальная полуденная высота Солнца здесь будет равна $h_{\min} = -90^\circ - 23^\circ 26' = 66^\circ 34'$ (22 июня и 22 декабря).

На основании предыдущего можно сформулировать следующие астрономические признаки тепловых поясов:

1. В холодных поясах (от $\varphi = \pm 66^\circ 34'$ до $\varphi = \pm 90^\circ$) Солнце может быть незаходящим и невосходящим светилом. Полярный день и полярная ночь могут длиться от 24 часов до полугода.

2. В умеренных поясах (от $\varphi = \pm 23^\circ 26'$ до $\varphi = \pm 66^\circ 34'$) Солнце каждый день восходит и заходит, но никогда не бывает в зените. Полярных дней и ночей здесь никогда не бывает. Продолжительность дня и ночи короче 24 часов. Летом день длиннее ночи, а зимой — наоборот.

3. В жарком поясе (от $\varphi = +23^\circ 26'$ до $\varphi = -23^\circ 26'$) Солнце — также всегда восходящее и заходящее светило и два раза в году (на тропиках один раз) в полдень бывает в зените (в разных местах — в разные дни года, а на экваторе — в день весеннего и в день осеннего равноденствий). См. также § 1.24.

§ 1.12. Принципы измерения времени

Механика Ньютона основана на предположении о существовании абсолютной, не зависящей от пространственных координат, шкалы времени. Течение времени в этой шкале предполагается равномерным. Изучение такого абстрактного понятия времени — предмет философии. В астрономии, как и в экспериментальной физике, возникает важная задача *измерения времени*, т. е. практической реализации шкалы времени. Для этого необходимо течение всех наблюдаемых явлений связать с каким-либо периодическим процессом, который можно считать равномерным. Однако поскольку строго периодических явлений в природе нет, приходится использовать квазипериодические процессы, периодичность которых выполняется с определенной точностью. По этой причине все реализованные до сих пор шкалы времени не являются идеальными и содержат некоторую ошибку, выявить которую невозможно до тех пор, пока не будет найден более равномерный процесс, по сравнению с которым метки времени прежнего процесса можно измерить с более высокой точностью.

Точность шкалы времени определяется постоянством периода основного процесса, использованного для ее реализации. С древности установился счет времени солнечными сутками, т. е. оборотами Земли вокруг своей оси с учетом ее движения относительно Солнца. Однако неравномерность орбитального движения Земли вокруг Солнца приводит к тому, что продолжительность солнечных суток плавно меняется в течение года в пределах примерно ± 25 с. Этого достаточно для того, чтобы в течение года неравномерность шкалы времени, определяемая видимым движением Солнца, не превышала получаса, что уже существенно даже для повседневной жизни.

Значительно более постоянным оказывается период вращения Земли относительно далеких звезд. С его помощью устанавливается шкала времени с точностью

до 10^{-3} с в течение нескольких месяцев. Эта точность определяется непредсказуемыми вариациями скорости вращения Земли после учета ряда известных неравномерностей. Однако только с изобретением атомных стандартов частоты точность шкалы времени удалось довести до 1 мкс за год.

В соответствии с экспериментальными возможностями изменялось определение основной единицы времени — *секунды*. До обнаружения неравномерности вращения Земли секунда определялась как 1/86 400 доля периода вращения Земли. В 1956 г. было введено определение *эфемеридной секунды* как 1/31 556 925,9747 доли периода обращения Солнца относительно точки весны на эпоху 1900,0. В настоящее время принята *атомная секунда*, равная 9 192 631 770 периодам колебаний электромагнитной волны, излучаемой атомом ^{133}Cs, находящимся в основном состоянии. К использованию этих понятий мы вернемся в гл. 4.

Продолжительность традиционно используемого интервала времени, называемого *сутками*, зависит от избранной точки на небе. В астрономии за такие точки принимаются: а) точка весеннего равноденствия; б) центр видимого диска Солнца (*истинное Солнце*); в) «*среднее Солнце*» — фиктивная точка, положение которой на небе может быть вычислено теоретически для любого момента времени.

Определяемые этими точками три различных интервала времени называются соответственно *звездными*, *истинными солнечными* и *средними солнечными сутками*, а время, ими измеряемое, — *звездным*, *истинным солнечным* и *средним солнечным временем*.

Здесь необходимо отметить, что эти различные названия времен, так же как и все другие, с которыми мы познакомимся в дальнейшем, относятся к одному и тому же реальному и объективно существующему времени. Иными словами, никаких различных времен не существует, есть лишь различные способы его измерения и различные системы его счета.

Сутки и их доли (часы, минуты и секунды) используются при измерении коротких промежутков времени. Для измерения больших промежутков времени служит другая единица меры, основанная на движении Земли вокруг Солнца и определяющая смену времен года на Земле. Она называется *тропический год* и равна промежутку времени между двумя одинаковыми пересечениями Солнцем небесного экватора при его движении по эклиптике. Этот промежуток зависит от периода движения Земли по орбите и еще от скорости прецессии (см. § 4.4). Прецессия приводит к тому, что взаимное положение экватора и эклиптики не остается постоянным. За год положение экватора изменяется таким образом, что Солнце «встречает» экватор раньше, чем завершается один оборот при движении Земли по орбите. Эта разница составляет 20 мин 24 с.

Итак, тропическим годом называется промежуток времени между двумя последовательными прохождениями центра истинного Солнца через точку весеннего равноденствия.

Из многолетних наблюдений установлено, что тропический год содержит 365,2422 средних солнечных суток. Из-за медленного движения точки весеннего равноденствия навстречу Солнцу, вызванного прецессией (см. § 4.4, 4.5), относительно звезд Солнце оказывается в той же точке неба через промежуток времени на 20 мин 24 с больший, чем тропический год. Он называется *звездным годом* и содержит 365,2564 средних солнечных суток.

§ 1.13. Звездное время

Часовой угол точки весеннего равноденствия называется *звездным временем* s.

Промежуток времени между двумя последовательными одноименными кульминациями точки весеннего равноденствия на одном и том же географическом меридиане называется звездными сутками.

За начало звездных суток на данном меридиане принимается момент верхней кульминации точки весеннего равноденствия.

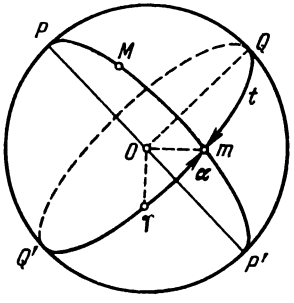


Рис. 1.11. Связь звездного времени с α и t светила

Таким образом, звездное время равно 0 в момент верхней кульминации точки весеннего равноденствия, а в любой другой момент равно часовому углу точки весеннего равноденствия в этот момент. Следовательно, звездное время s на данном меридиане в любой момент численно равно часовому углу точки весеннего равноденствия t_{Υ}, выраженному в часовой мере, т. е.

$$s = t_{\Upsilon}. \tag{1.14}$$

Точка весеннего равноденствия на небе ничем не отмечена. Непосредственно измерить ее часовой угол или заметить момент прохождения ее через меридиан нельзя. Поэтому практически для установления начала звездных суток или звездного времени в какой-либо момент надо измерить часовой угол t какого-либо светила M, прямое восхождение которого α известно (рис. 1.11). Тогда, поскольку $t = Qm$, $\alpha = \Upsilon m$, а часовой угол точки весеннего равноденствия $t_{\Upsilon} = Q\Upsilon$ и, по определению, равен звездному времени s,

$$s = t + \alpha, \text{ т. е.} \tag{1.15}$$

звездное время в любой момент равно прямому восхождению какого-либо светила плюс его часовой угол.

В момент верхней кульминации светила его часовой угол $t = 0$, и тогда

$$s = \alpha. \tag{1.16}$$

В момент нижней кульминации светила его часовой угол $t = 12^{\text{h}}$, и звездное время

$$s = \alpha + 12^{\text{h}}. \tag{1.17}$$

Звездное время необходимо для решения многих задач, связанных с вращением Земли. Но в повседневной жизни пользоваться звездным временем крайне неудобно. Повседневный распорядок жизни человека связан с видимым положением Солнца над горизонтом, с его восходом, кульминацией и заходом, а не с положением точки весеннего равноденствия. А так как взаимное расположение Солнца и точки весеннего равноденствия в течение года непрерывно меняется, то, например, верхняя кульминация Солнца (*полдень*) в разные дни года происходит в разные моменты звездных суток. Действительно, только раз в году, когда Солнце проходит через точку весеннего равноденствия, т. е. когда его прямое восхождение $\alpha = 0^{\text{h}}$, оно будет кульминировать вместе с точкой весеннего равноденствия в полдень, в 0^{h} звездного времени. Через одни звездные сутки точка весеннего равноденствия снова будет находиться

в верхней кульминации, а Солнце придет на меридиан приблизительно лишь через 4 мин, так как за одни звездные сутки оно сместится к востоку относительно точки весеннего равноденствия на 1°, и его прямое восхождение будет уже равно $\alpha \approx 0^h4^m$. Еще через одни звездные сутки прямое восхождение Солнца снова увеличится на 4^m, т. е. полдень наступит уже приблизительно в 0^h8^m по звездному времени, и т. д. Таким образом, звездное время кульминации Солнца непрерывно растет, и полдень наступает в различные моменты звездных суток. Неудобство совершенно очевидное.

§ 1.14. Солнечное время

Промежуток времени между двумя последовательными одноименными кульминациями Солнца (точнее, центра солнечного диска) на одном и том же географическом меридиане называется истинными солнечными сутками.

За начало истинных солнечных суток на данном меридиане принимается момент нижней кульминации Солнца (*истинная полночь*).

Время, протекшее от нижней кульминации Солнца до любого другого его положения, выраженное в долях истинных солнечных суток (в истинных солнечных часах, минутах и секундах), называется истинным солнечным временем $T_\odot$.

Истинное солнечное время $T_\odot$ на данном меридиане в любой момент численно равно часовому углу Солнца $t_\odot$, выраженному в часовой мере, плюс 12^h, т. е.

$$T_\odot = t_\odot + 12^h. \tag{1.18}$$

Часовой угол Солнца, когда оно находится над горизонтом и не закрыто облаками, всегда можно измерить непосредственно. В момент верхней кульминации Солнца (в *истинный полдень*) $t_\odot = 0^h$ и, следовательно, истинное солнечное время в полдень всегда равно 12 часам.

Измерение времени истинными солнечными сутками просто, но пользоваться истинным солнечным временем в повседневной жизни так же неудобно, как и звездным. Неудобство возникает потому, что продолжительность истинных солнечных суток — величина непостоянная. Величина запаздывания верхней (и нижней) кульминации Солнца относительно звездного времени (см. § 1.13) в разные дни года различна. Следовательно, различна и продолжительность истинных солнечных суток. Она была бы постоянной, если бы суточное приращение прямого восхождения Солнца было постоянным. Но этого нет (см. § 1.10) по двум причинам:

1. Солнце движется не по небесному экватору, а по эклиптике, наклоненной к небесному экватору на значительный угол $\varepsilon = 23°26'$.

2. Движение Солнца по эклиптике неравномерно.

Вследствие первой причины продолжительность истинных солнечных суток была бы неодинаковой даже и в том случае, если бы Солнце перемещалось по эклиптике равномерно, т. е. если бы суточное приращение его долготы $\Delta\lambda$ было бы всегда одинаковым. Действительно, вблизи равноденственных точек равные дуги $AB = BC = \Delta\lambda$, принадлежащие эклиптике $\varepsilon\varepsilon'$ (рис. 1.12 *а*), спроектированные

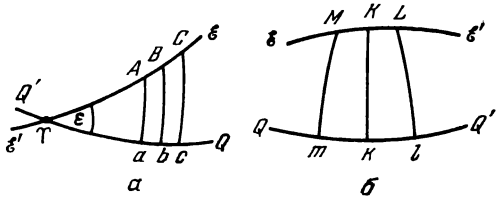


Рис. 1.12. К неравномерности истинных солнечных суток

на небесный экватор QQ', дают приращения $\Delta\alpha$ прямого восхождения Солнца (ab и bc), меньшие соответствующих отрезков эклиптики, т. е. $\Delta\alpha < \Delta\lambda$. Вблизи точек солнцестояний, наоборот, приращение $\Delta\alpha$ прямого восхождения Солнца (mk и kl на рис. 1.12 *б*) больше отрезков эклиптики $MK = KL = \Delta\lambda$ вследствие расхождения часовых кругов по мере их удаления от полюсов. Таким образом, здесь $\Delta\alpha > \Delta\lambda$.

В результате действия обеих причин истинные солнечные сутки, например 22 декабря, длиннее на 50–51 с, чем 23 сентября. Непостоянство продолжительности истинных солнечных суток не позволяет применять их для счета времени на практике.

Чтобы получить сутки постоянной продолжительности и в то же время связанные с движением Солнца, в астрономии введены понятия двух фиктивных точек — среднего эклиптического и среднего экваториального солнца. Среднее эклиптическое солнце равномерно движется по эклиптике со средней скоростью Солнца и совпадает с ним около 3 января и 4 июля.

Среднее экваториальное солнце равномерно движется по небесному экватору с постоянной скоростью среднего эклиптического солнца и одновременно с ним проходит точку весеннего равноденствия.

Следовательно, в каждый момент времени прямое восхождение среднего экваториального солнца равно долготе среднего эклиптического солнца. Их же прямые восхождения одинаковы только четыре раза в году, а именно, в моменты прохождения ими точек равноденствий и в моменты прохождения средним эклиптическим солнцем точек солнцестояний. Введением среднего экваториального солнца, у которого суточные приращения $\Delta\alpha$ прямого восхождения одинаковы, устраняется непостоянство продолжительности солнечных суток и неравномерность истинного солнечного времени.

Промежуток времени между двумя последовательными одноименными кульминациями среднего экваториального солнца на одном и том же географическом меридиане называется средними солнечными сутками или просто средними сутками.

Из определения среднего экваториального солнца следует, что продолжительность средних солнечных суток равна среднему значению продолжительности истинных солнечных суток за год.

За начало средних солнечных суток на данном меридиане принимается момент нижней кульминации среднего экваториального солнца (*средняя полночь*). Время, протекшее от нижней кульминации среднего экваториального солнца до любого другого его положения, выраженное в долях средних солнечных суток (в средних часах, минутах и секундах), называется *средним солнечным временем* или *просто средним временем* T_m.

Среднее время T_m на данном меридиане в любой момент численно равно часовому углу t_m среднего экваториального солнца, выраженному в часовой мере, плюс 12^{h}, т. е.

$$T_m = t_m + 12^{\mathrm{h}}. \tag{1.19}$$

Среднее экваториальное солнце на небе ничем не отмечено, поэтому измерить его часовой угол нельзя, и среднее солнечное время получают путем вычислений по определенному из наблюдений истинному солнечному или звездному времени.

До 1925 г. при астрономических наблюдениях за начало средних суток принимался момент верхней кульминации среднего солнца. Поэтому различали среднее время «астрономическое» и «гражданское». Начиная с 1925 г. астрономы

стали считать среднее время также от полуночи, и теперь надобность в терминах «астрономическое время» и «гражданское время» отпала.

Разность между средним временем и истинным солнечным временем в один и тот же момент называется уравнением времени η:

$$\eta = T_m - T_\odot. \tag{1.20}$$

Из последнего соотношения следует

$$T_m = T_\odot + \eta, \text{ т. е.} \tag{1.21}$$

среднее солнечное время в любой момент равно истинному солнечному времени плюс уравнение времени.

Таким образом, измерив непосредственно часовой угол Солнца, определяют по (1.18) истинное солнечное время и, зная уравнение времени η в этот момент, находят по формуле (1.21) среднее солнечное время $T_m = t_\odot + 12^h + \eta$.

Так как среднее экваториальное солнце проходит через меридиан то раньше, то позже истинного Солнца, разность их часовых углов (уравнение времени) может быть как положительной, так и отрицательной величиной.

Уравнение времени и его изменение в течение года представлено на рис. 1.13 сплошной кривой. Эта кривая является суммой двух синусоид — с годичным и полугодичным периодами. Синусоида с годичным периодом (штриховая кривая) дает разность между истинным и средним временем, обусловленную неравномерным движением Солнца по эклиптике. Эта часть уравнения времени называется *уравнением центра* или *уравнением от эксцентриситета*. Синусоида с полугодичным периодом (штрихпунктирная кривая) представляет разность времен, вызванную наклоном эклиптики к небесному экватору, и называется *уравнением от наклона эклиптики*.

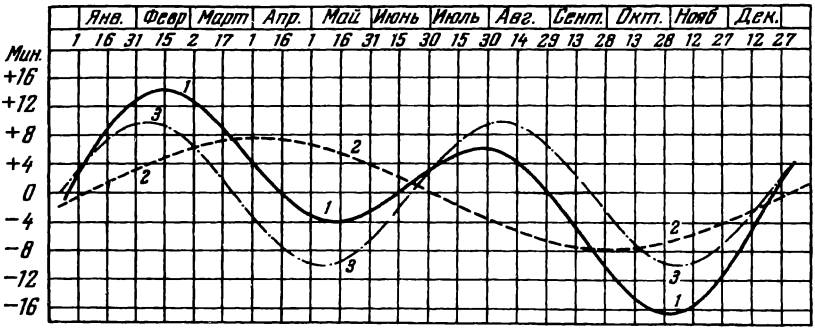


Рис. 1.13. График уравнения времени: 1 — уравнение времени, 2 — уравнение центра, 3 — уравнение от наклона эклиптики

Уравнение времени обращается в нуль около 15 апреля, 14 июня, 1 сентября и 24 декабря и четыре раза в году принимает экстремальные значения; из них наиболее значительные около 11 февраля ($\eta = +14^m$) и 2 ноября ($\eta = -16^m$).

Уравнение времени можно вычислить для любого момента. Оно обычно публикуется в астрономических календарях и ежегодниках для каждой средней полуночи на меридиане Гринвича. Но следует иметь в виду, что в некоторых из них уравнение времени дается в смысле «истинное время минус среднее» ($\eta = T_\odot - T_m$) и поэтому имеет противоположный знак. Смысл уравнения времени всегда разъясняется в объяснении к календарям (ежегодникам).

§ 1.15. Связь среднего солнечного времени со звездным

Исходя из того, что в тропическом году содержится 365,2422 средних солнечных суток, нетрудно показать, что звездных суток в тропическом году на единицу больше, т. е. 366,2422.

Действительно, предположим, что в момент весеннего равноденствия некоторого года среднее экваториальное солнце и точка весеннего равноденствия находятся в верхней кульминации. Спустя одни звездные сутки точка весеннего равноденствия снова придет на небесный меридиан, а среднее экваториальное солнце не дойдет до него, так как за звездные сутки оно сместится по небесному экватору к востоку на дугу примерно в 1°. Оно пройдет небесный меридиан после поворота небесной сферы на этот угол, на что потребуется около 4^m времени, а точнее 3^m56^s. Следовательно, средние сутки продолжительнее звездных суток на 3^m56^s.

Отходя каждые звездные сутки к востоку на дугу в 3^m56^s (или $\sim 1°$), среднее экваториальное солнце на протяжении тропического года обойдет весь небесный экватор (подобно одному видимому обороту Солнца по эклиптике) и в момент следующего весеннего равноденствия снова придет в точку весеннего равноденствия. Но в этот момент часовой угол среднего солнца и точки весеннего равноденствия будут отличаться от нуля, так как тропический год не содержит целого числа ни звездных, ни средних суток.

Нетрудно видеть, что, какова бы ни была продолжительность тропического года, число суточных оборотов Солнца за этот промежуток времени будет на единицу меньше, чем число суточных оборотов точки весеннего равноденствия.

Иными словами,

$$365{,}2422 \text{ ср. солн. суток } = 366{,}2422 \text{ зв. суток},$$

откуда

$$1 \text{ ср. солн. сутки} = \frac{366{,}2422}{365{,}2422} \text{ зв. суток}$$

и

$$1 \text{ зв. сутки} = \frac{365{,}2422}{366{,}2422} \text{ ср. солн. суток.}$$

Коэффициент

$$K = \frac{366{,}2422}{365{,}2422} = 1{,}002738 \tag{1.22}$$

служит для перевода промежутков среднего солнечного времени в промежутки звездного времени, а коэффициент

$$K' = \frac{365{,}2422}{366{,}2422} = 0{,}997270 \tag{1.23}$$

— для перевода промежутков звездного времени в промежутки среднего солнечного времени. Таким образом, если промежуток времени в средних солнечных единицах равен ΔT_m, а в звездных единицах Δs, то

$$\Delta s = K \cdot \Delta T_m, \quad \Delta T_m = K' \cdot \Delta s. \tag{1.24}$$

Отсюда, в частности, следует, что

24^h	ср. солн. вр.	=	$24^h03^m56{,}555^s$	зв. вр.
1^h	»	=	$01^h00^m09{,}856^s$	»
1^m	»	=	$01^m00{,}164^s$	»
1^s	»	=	$01{,}003^s$	»
24^h	зв. вр.	=	$23^h56^m04{,}091^s$	ср. солн. вр.
1^h	»	=	$59^m50{,}170^s$	»
1^m	»	=	$59{,}836^s$	»
1^s	»	=	$0{,}997^s$	»

Для облегчения вычислений на основании соотношений (1.24) составляются подробные таблицы, по которым любой промежуток времени, выраженный в одних единицах, легко можно выразить в других единицах.

Для приближенных расчетов можно считать, что звездные сутки короче средних (или, наоборот, средние длиннее звездных) приблизительно на 4^m, а один звездный час короче среднего (или средний длиннее звездного) — на 10^s. Например, 5^h среднего времени $\approx 5^h00^m50^s$ звездного времени, а 19^h звездного времени $\approx 18^h56^m50^s$ среднего времени.

Пусть звездное время в некоторый момент на данном меридиане равно s, а звездное время в ближайшую предшествующую среднюю полночь на этом же меридиане было S. Значит, после полуночи прошло $(s - S)$ часов, минут и секунд звездного времени. Этот промежуток, если его выразить в единицах среднего солнечного времени, будет равен $(s - S)K'$ часам, минутам и секундам среднего времени, а так как в среднюю полночь среднее солнечное время равно 0^h, то, следовательно, в момент s по звездному времени среднее солнечное время будет $T_m = (s - S)K'$.

Наоборот, пусть среднее время в некоторый момент на данном меридиане равно T_m. Это значит, что после средней полуночи прошло T_m часов среднего времени. Этот промежуток времени равен T_mK звездных часов, которые прошли от средней полуночи. И если в среднюю полночь определенной даты на данном меридиане звездное время было S, то в момент T_m звездное время будет $s = S + T_mK$.

Таким образом, в обоих случаях нужно знать звездное время S в среднюю полночь на меридиане.

В астрономических ежегодниках дается звездное время S_0 для каждой средней полуночи на меридиане Гринвича. Зная S_0, легко вычислить S на любом другом меридиане, если известна его долгота от Гринвича λ, выраженная в часах и долях часа.

Действительно, так как средние сутки длиннее звездных на $3^s56{,}555^s$, то S_0, так же как и S, ежесуточно увеличивается на $3^m56{,}555^s$. Следовательно, на меридиане с долготой λ к востоку от Гринвича звездное время в среднюю полночь будет меньше на величину $\lambda \cdot (3^m56{,}555^s/24^h)$, так как средняя полночь на этом меридиане наступит раньше гринвичской полуночи на λ^h. Отсюда

$$S = S_0 - \frac{\lambda^h}{24^h} \cdot 3^m56{,}56^s. \tag{1.25}$$

Долгота λ считается положительной к востоку от Гринвича. Для приближенных расчетов, с точностью до 5 мин, звездное время S в среднюю полночь на любом меридиане можно вычислить по следующей таблице:

Дата		S	Дата		S	Дата		S
Сентябрь	22	0^h	Январь	21	8^h	Май	23	16^h
Октябрь	22	2	Февраль	21	10	Июнь	21	18
Ноябрь	22	4	Март	23	12	Июль	23	20
Декабрь	22	6	Апрель	22	14	Август	22	22

При этом нужно иметь в виду, что за каждые сутки звездное время уходит вперед относительно среднего времени приблизительно на 4^m.

§ 1.16. Системы счета времени

1. Местное время и долгота.

Время, измеренное на данном географическом меридиане, называется местным временем этого меридиана.

Для всех мест на одном и том же меридиане часовой угол точки весеннего равноденствия (или Солнца, или среднего солнца) в какой-либо момент один и тот же. Поэтому на всем географическом меридиане местное время (звездное или солнечное) в один и тот же момент одинаково.

Если разность географических долгот двух мест есть $\Delta\lambda$, то в более восточном месте часовой угол любого светила будет на $\Delta\lambda$ больше, чем часовой угол того же светила в более западном месте. Поэтому разность любых местных времен на двух меридианах, в один и тот же физический момент всегда равна разности долгот этих меридианов, выраженной в часовой мере (в единицах времени):

$$s_1 - s_2 = \lambda_1 - \lambda_2, \quad T_{\odot 1} - T_{\odot 2} = \lambda_1 - \lambda_2, \quad T_{m1} - T_{m2} = \lambda_1 - \lambda_2. \tag{1.26}$$

Непосредственно из астрономических наблюдений получается местное время того меридиана, на котором эти наблюдения произведены.

2. Всемирное время. Местное среднее солнечное время гринвичского (нулевого) меридиана называется *всемирным временем* T_0.

Полагая в формуле (1.26) $T_{m2} = T_0$ и $\lambda_2 = 0$, $T_{m1} = T_m$ и $\lambda_1 = \lambda$, получим

$$T_m = T_0 + \lambda, \text{ т. е.} \tag{1.27}$$

местное среднее время любого пункта на Земле всегда равно всемирному времени в этот момент плюс долгота данного пункта, выраженная в часовой мере и считаемая положительной к востоку от Гринвича.

В астрономических календарях моменты большинства явлений указывают по всемирному времени T_0. Моменты этих явлений по местному времени T_m легко определить по формуле (1.27).

3. Поясное время. В повседневной жизни пользоваться как местным средним солнечным временем, так и всемирным временем неудобно. Первым — потому, что местных систем счета времени в принципе столько же, сколько географических меридианов, т. е. бесчисленное множество. Поэтому для установления последовательности событий или явлений, отмеченных по местному времени, совершенно необходимо знать, кроме моментов, также и разность долгот тех меридианов, на которых эти события или явления имели место.

Последовательность событий, отмеченных по всемирному времени, устанавливается легко, но большое различие между всемирным временем и местным временем меридианов, удаленных от гринвичского на значительные расстояния, создает неудобства при использовании всемирного времени в повседневной жизни.

В 1884 г. была предложена *поясная система счета среднего времени*, суть которой заключается в следующем. Счет времени ведется только на 24 *основных* географических меридианах, расположенных друг от друга по долготе точно через 15° (или через 1^h), приблизительно посередине каждого *часового пояса*. Часовыми поясами называются участки земной поверхности, на которые она условно разделена линиями, идущими от ее северного полюса до южного и отстоящими приблизительно на 7,5° от основных меридианов. Эти линии, или границы часовых поясов, точно следуют по географическим меридианам лишь в открытых морях и океанах и в ненаселенных местах суши. На остальном своем протяжении они идут по государственным, административно-хозяйственным или географическим границам, отступая от соответствующего меридиана в ту или другую сторону. Часовые пояса занумерованы от 0 до 23. За основной меридиан нулевого пояса принят гринвичский. Основной меридиан первого часового пояса расположен от гринвичского точно на 15° к востоку, второго — на 30°, третьего — на 45° и т. д. до 23-го часового пояса, основной меридиан которого имеет восточную долготу от Гринвича 345° (или западную долготу 15°).

Местное среднее солнечное время основного меридиана какого-либо часового пояса называется поясным временем T_n.

По нему и ведется счет времени на всей территории, лежащей в данном часовом поясе. Разность между местным временем T_m какого-либо пункта и его поясным временем T_n, на основании последнего уравнения (1.26), равна

$$T_m - T_n = \lambda - n^h, \tag{1.28}$$

где λ — восточная долгота пункта от Гринвича, а n^h — число целых часов, равное номеру часового пояса, в котором данный пункт находится (долгота основного меридиана часового пояса).

Так как границы часовых поясов удалены от основных меридианов приблизительно на 7,5°, то разность $T_m - T_n$, может быть несколько больше или несколько меньше $\pm 30^m$ только для пунктов, расположенных вблизи границ часовых поясов.

Поясное время данного пояса связано с всемирным временем очевидным соотношением

$$T_n = T_0 + n^h. \tag{1.29}$$

Также совершенно очевидно, что разность поясных времен двух пунктов есть целое число часов, равное разности номеров их часовых поясов.

В СССР поясное время было введено с 1 июля 1919 г. В связи с существенно изменившимися условиями экономического развития страны в 1980 г. границы часовых поясов на территории СССР были пересмотрены.

4. Летнее время. В целях более рационального распределения электроэнергии, идущей на освещение предприятий и жилых помещений, и наиболее полного использования дневного света в летние месяцы года во многих странах переводят часовые стрелки часов, идущих по поясному времени, вперед, чаще всего на один или полчаса. Перевод осуществляется специальным правительственным распоряжением (декретом) либо только на летний период, либо на все время года.

В СССР 16 июня 1930 г. декретом правительства стрелки часов во всех часовых поясах СССР были переведены на один час вперед против поясного

времени. Срок действия этого декрета был продлен 9 февраля 1931 г. впредь до отмены. С тех пор население каждого часового пояса в СССР жило по времени соседнего восточного пояса. Это время получило у нас название *декретного*. Связь декретного времени $T_д$ какого-либо пункта с его поясным временем T_n, с всемирным временем T_0 и с местным средним солнечным временем T_m дается следующими соотношениями:

$$T_д = T_n + 1^h, \quad T_д = T_0 + n^h + 1^h, \quad T_д = T_m - \lambda^h + n^h + 1^h.$$

С 1981 г. на всей территории СССР, а затем России, на лето ежегодно часы переводятся еще на один час вперед, т. е. всего на два часа. Тем самым вводится летнее время, целесообразность которого оправдывается экономическими соображениями. В остальную часть года действует обычное декретное время.

В обыденной жизни декретное или поясное время какого-нибудь населенного пункта часто называют «местным» временем этого пункта; его не следует путать с астрономическим понятием местного времени, о котором было сказано в начале этого параграфа.

§ 1.17. Календарь

Система счета длительных промежутков времени называется *календарем*. С древних времен люди старались связать эту систему с периодической повторяемостью природных процессов: сменой дня и ночи, времен года и фаз Луны. Рассмотрим величины периодов этих явлений.

Как упоминалось в § 1.12, продолжительность суток, определяемая скоростью вращения Земли, непостоянна, и в настоящее время в среднем медленно возрастает, примерно на 1,5 с за сто тысяч лет.

Тропический год, связанный со сменой времен года, медленно уменьшается, и точное его значение в 2000 г. составляет $T_{тр} = 365{,}242186$ средних солнечных суток, убывая со скоростью 1,12 с за столетие из-за прецессии и ее неравномерности (§ 4.5).

Смена фаз Луны (*синодический месяц*) в эпоху 2000 г. происходит в среднем за 29,5305898 суток и увеличивается только на 0,014 секунд за столетие.

Помимо своего непостоянства, все упомянутые периоды несоизмеримы между собою, что практически делает невозможным создание календаря, одновременно согласованного с периодами вращения Земли, обращения ее вокруг Солнца и обращения Луны относительно Земли.

В прошлом существовало много различных попыток найти компромиссное решение задачи о равномерном счете длительных промежутков времени. Большинство из них формировалось в ходе длительного исторического процесса и часто приводило к сложным и запутанным календарным системам. Наиболее ярким примером является римский календарь с его принципом счета дней назад от начала месяца. Весьма важную роль при формировании календарей играли религиозные и политические соображения.

Различные календарные системы грубо можно разделить на три главных типа: *солнечные*, *лунные* и *лунно-солнечные*. В основе солнечных календарей лежит продолжительность тропического года, в основе лунных календарей — продолжительность синодического, или лунного, месяца, о котором будет сказано в § 4.10. Лунно-солнечные календари основаны на сочетании обоих этих периодов и, естественно, страдают от их несоизмеримости.

Примером лунного календаря является мусульманский календарь, лунный год которого содержит 12 лунных месяцев, т. е. 354 или 355 средних солнечных суток.

В еврейском лунно-солнечном календаре год состоит то из 12 месяцев (354 дня), то из 13 месяцев (384 дня). Кроме того, есть годы «недостаточные» (353 дня и 383 дня) и «избыточные» (по 355 и по 385 дней)[4].

Для удобства пользования календарем необходимо, чтобы большие единицы измерения времени содержали в себе целое число меньших единиц, а смена времен года приходилась на одну и ту же дату.

В результате исторического опыта различных народов люди пришли к тому, что практически календарь в своей основе должен быть солнечным, в котором продолжительность календарного года, в среднем за определенное число лет, не должна заметно отличаться от продолжительности тропического года, а сам календарный год должен содержать целое число суток для возможности четкого определения начала года.

Для понимания проблемы календаря достаточно считать, что тропический год практически составляет $365^{d}5^{h}48^{m}46^{s}$, т. е. равен 365,2422 средним солнечным суткам. Представим это число в виде

$$365{,}2422 = 360 + 5 + \frac{1}{4} - \frac{3}{400} - \frac{3}{10\,000}. \qquad (1.30)$$

В этом соотношении наглядно представлена история становления современного календаря.

Из всех известных древних календарей наиболее простым и удобным был египетский. Поразительное впечатление производило на древних египтян одновременность наступления трех великих явлений природы — солнцестояния, первого в году появления в лучах утренней зари звезды Сириус (такие «восходы» назывались *гелиакическими*) и начала плодоносящего разлива Нила.

Многолетние наблюдения этих явлений позволили египетским жрецам установить продолжительность года в 360 дней. По-видимому, это послужило основанием к шестидесятиричной системе счисления. Однако дальнейшие длительные наблюдения привели к более точному значению в 365 дней, представленному первыми двумя слагаемыми в правой части соотношения (1.30). В связи с этим в Древнем Египте возникла легенда, объясняющая почему в лунном году стало на 5 дней меньше, а в солнечном на 5 больше вместо первоначально одинаковых лет по 360 дней.

О том, что в действительности год содержит не целое число дней, а по крайней мере на 1/4 суток больше, египтяне узнали, пользуясь своим годом в 365 дней со скользящим (относительно истинного тропического года) днем нового года, и обнаружив, что за 1 460 (365×4) лет гелиакический восход Сириуса снова совпал с началом года. Прибавление одного лишнего дня раз в 4 года было принято астрономами Александрии (третье слагаемое в формуле (1.30)).

Египетский календарь стал известен в древнем Риме после завоевания Египта. Римляне к тому времени окончательно запутались в системе своего чрезвычайно усложненного способа счета времени, так что Вольтер имел все основания говорить, что они всегда побеждали, но никогда не знали, когда это происходило.

Поэтому в 46 г. до н. э. Юлий Цезарь произвел реформу римского календаря, предложенную александрийским астрономом Созигеном. В этом *юлианском календаре* три года подряд были приняты по 365 суток (*простые годы*), а четвертый год — в 366 суток — (*високосный год*).

Название «високосный» происходит от латинского bissextus, что означает «добавочное шестое число». Дополнительный день в те времена вставлялся после

[4] Еврейская система календаря — одна из наиболее сложных и развивалась от лунной к лунно-солнечной системе.

23 февраля, а это число обозначалось как «шестое перед началом мартовских календ». Календы — часть месяца в начале его, когда надо было платить долги. Отсюда современное слово «календарь» происходит от латинского calendarium — долговая книга (запись ссуд).

Високосными годами в современном юлианском календаре являются те годы, номера которых делятся на 4 без остатка. В високосном году в феврале 29 дней, в простом 28. Таким образом, продолжительность года в юлианском календаре в среднем за четыре года равна 365,25 средних солнечных суток, т. е. календарный год длиннее тропического всего лишь на 0,0078 суток.

За 128 лет это даст расхождение со счетом тропическими годами приблизительно в одни сутки, а за 400 лет — около трех суток (четвертое слагаемое в формуле (1.30)). Так, например, день весеннего равноденствия через 400 лет по юлианскому календарю наступит на три дня раньше. Долгое время это расхождение не имело практического значения и юлианским календарем пользовались все европейские страны почти 16 столетий.

Григорианский календарь (новый стиль) возник в результате реформы юлианского календаря, произведенной в 1582 г. римским папой Григорием XIII. Указанное выше небольшое расхождение юлианского календаря со счетом тропическими годами привело к противоречию с принципами определения пасхалии. По правилам христианской церкви праздник Пасхи должен наступать в первое воскресенье после весеннего полнолуния, т. е. первого полнолуния после дня весеннего равноденствия. В год, когда было установлено это правило на Никейском Соборе (325 г. н. э.), день весеннего равноденствия по юлианскому календарю приходился на 21 марта. В 1582 г., т. е. через 1 257 лет, он стал приходится уже на 11 марта. Этот переход дня весеннего равноденствия (за 128 лет на одни сутки) на более ранние даты вносил путаницу и неопределенность при вычислении дня Пасхи и других связанных с нею христианских праздников. Для реформы календаря папа Григорий XIII собрал соответствующую комиссию, в результате работы которой, по предложению итальянского математика и врача Л. Лилио, предусматривалось, во-первых, возвращение календарной даты 21 марта на день весеннего равноденствия и, во-вторых, изменение в правиле счета простых и високосных лет с целью уменьшения расхождения со счетом тропическими годами. Поэтому в булле папы Григория XIII имелись два основных пункта:

1) после 4 октября 1582 г. сразу наступает 15 октября (а не 5);

2) из високосных годов исключаются те, цифры столетий которых не делятся на четыре без остатка.

Например, годы 1700, 1800, 1900, 2100 и т. д. Эти годы по юлианскому календарю содержали дату 29 февраля, а в григорианском она отсутствовала.

Первым пунктом этого постановления устранялось расхождение в 10 суток между юлианским календарем и счетом времени тропическими годами, накопившееся с 325 г. В следующем году день весеннего равноденствия снова наступал 21 марта. Вторым пунктом продолжительность календарного года в среднем за 400 лет устанавливалась равной 365,2425 средних солнечных суток, что всего на 0,0003 суток отличается от продолжительности тропического года. Сдвиг весеннего равноденствия на одни сутки произойдет лишь за 3300 лет (1/0,0003), что легко будет учтено соответствующими международными актами. Поэтому дальнейшее совершенствование григорианского календаря нецелесообразно.

По григорианскому календарю на каждые 400 лет приходится 97 високосных и 303 простых годов. Его стали называть *новым стилем* в отличие от юлианского

старого стиля. Он был принят большинством западных стран в течение XVI–XVII вв., хотя некоторые государства (в основном православные) продолжали жить по старому стилю. Список дат введения григорианского календаря можно найти в астрономическом ежегоднике «Astronomical Almanac». В России перешли на новый стиль только в 1918 г. В этом году по декрету Совета народных комиссаров днем после 31 января было предписано считать 14 февраля, так как расхождение юлианского календаря со счетом тропическими годами к 1918 г. составило уже 13 суток. Это различие в 13 суток будет сохраняться до 15 февраля 2100 г. по старому стилю, или до 28 февраля 2100 г. по новому стилю. После этой даты оно увеличится на одни сутки и станет равным 14 суткам.

В наше время григорианский календарь применяется в большинстве стран мира. Параллельно с ним иногда используется старый стиль и другие календари.

Началом суток считается полночь (0 часов). Однако в астрономии до 1925 г. началом суток считался полдень, на который приходилось 0 часов. При анализе старых наблюдений этот факт необходимо учитывать, добавляя к моменту, указанному в публикации, 12 часов.

Начало календарного года (*Новый год*) — понятие условное. В прошлом в некоторых странах Новый год начинался и 25 марта, и 25 декабря, и в другие дни. В России, например, до XV в. первым днем года считали 1 марта, а с XV в. до 1700 г. — 1 сентября. И только потом за начало календарного года стали считать 1 января, как и при введении юлианского календаря в 46 г. до н. э.

Условным является и выбор начала счета годов, т. е. установление *эры*. В прошлом существовало до 200 различных эр, связанных либо с реальными событиями (возведением на престол монархов, войнами, олимпиадами), либо на основании религиозных событий (сотворение мира, всемирный потоп и т. п.).

Начало счета годов от Рождества Христова (н. э., *новая эра* или *наша эра*) было предложено ученым монахом Дионисием в 533 г. н. э. (в 1278 г. от основания Рима). Дионисий объявил, что Христос родился в 753 г. от основания Рима. Предложение Дионисия считать Рождество Христово началом эры было принято не сразу и стало использоваться, начиная, примерно, с VIII в.

Заметим, что правило определения високосных годов пригодно только для годов нашей эры. Високосные года до нашей эры определяются по другому правилу, которое можно сформулировать так: из номера года до нашей эры надо вычесть единицу и для полученного числа определить остаток от деления на четыре. Такое отличие связано с тем, что по традиции не существует нулевого года, год с номером «нуль» обозначается как первый год до н. э. В юлианском календаре этот год является високосным.

По той же причине началом каждого столетия нашей эры является 1 января первого года этого столетия. Так, например, начало XXI века пришлось на 1 января 2001 года (а не 2000 г.).

Установление двенадцати месяцев в году и семи дней в неделе хотя и имеет астрономическое обоснование, но, по сути дела, оно сложилось исторически, и сохраняется до сих пор по традиции.

Григорианский календарь содержит некоторые неудобства: неравенство месяцев, неравенство кварталов, отсутствие простой связи между календарной датой и днем недели. Поэтому неоднократно обсуждался вопрос о введении нового календаря. В Организации Объединенных Наций некоторое время работала комиссия по календарю, рассмотревшая много проектов нового календаря. Однако достаточных оснований для введения нового календаря найдено не было. С развитием вычислительной техники перечисленные неудобства приносят все меньше хлопот. В обозримом будущем введение нового календаря маловероятно.

Можно придумать (и придуманы) календарные системы более точные, чем григорианский календарь. Но так как точность последнего более чем достаточна, то в изменении средней продолжительности календарного года (т. е. в изменении правила счета високосных годов) нет необходимости. Желательна лишь реформа в распределении дней по месяцам. В григорианском календаре месяцы имеют различную продолжительность — от 28 до 31 дня. Это неудобно. Такое же неудобство имеют и кварталы года.

Предложено несколько проектов реформы григорианского календаря, предусматривающих устранение или уменьшение этих недостатков. Один из них, по-видимому самый простой, заключается а следующем.

Все кварталы года имеют одинаковую продолжительность по 13 недель, т. е. по 91 дню. Первый месяц каждого квартала содержит 31 день, остальные два — по 30 дней. Таким образом, каждый квартал (и год) будет начинаться всегда в один и тот же день недели.

Но так как 4 квартала по 91 дню содержит 364 дня, а год должен содержать 365 или 366 дней, то между 30 декабря и 1 января вставляется один день вне счета месяцев и недель — международный нерабочий день Нового года. А в високосном году такой же нерабочий день, вне счета месяцев и недель, вставляется еще и после 30 июня.

Однако вопрос о введении нового календаря может быть решен только в международном масштабе.

§ 1.18. Юлианские дни

Вычитанием более ранней даты одного события из более поздней даты другого, данных в одной системе летосчисления, можно вычислить число суток, прошедших между этими событиями. При этом необходимо учитывать число високосных годов; при больших промежутках времени вычисления могут представить некоторые неудобства и дать неуверенность в результатах. Поэтому задача о числе суток, прошедших между двумя заданными датами в астрономии (например, при исследовании переменных звезд), удобнее решается с помощью *юлианского периода*, или *юлианских дней*. Так называются дни, считаемые непрерывно с 1 января 4713 г. до н. э.

Началом каждого юлианского дня считается средний гринвичский полдень. В астрономических ежегодниках или в специальных таблицах даются целые числа юлианских дней, прошедших с начала счета до среднего гринвичского полудня определенной даты. Например, средний гринвичский полдень 10 января 1980 г. в юлианских днях выражается числом 2 444 249, а средняя гринвичская полночь этой же даты — числом 2 444 248,5.

Начало счета юлианских дней было предложено в XVI в. н. э. Скалигером как начало большого периода в 7980 лет, являющегося произведением трех меньших периодов:

1) период в 28 лет, через который повторяется распределение дней семидневной недели по дням года;

2) периода в 19 лет (метонов цикл), содержащий почти точно 234 лунных месяцев (6 940 дней);

3) периода в 15 лет, употреблявшегося в римской налоговой системе.

Скалигер, исходя из принятых в то время номеров лет в этих трех периодах, рассчитал, что первые номера всех трех циклов приходились на 1 января 4713 г. до н. э.

Период в 7980 лет Скалигер назвал *«юлианским»* в честь своего отца Юлия.

§ 1.19. Линия перемены даты

При счете времени календарными сутками необходимо условиться, где (на каком меридиане) начинается новая дата (число месяца).

По международному соглашению линия перемены даты (демаркационная линия) проходит в большей своей части по меридиану, отстоящему от гринвичского на 180°, отступая от него к западу — у островов Врангеля и Алеутских, к востоку — у оконечности Азии, островов Фиджи, Самоа, Тонгатабу, Кермадек и Чатам.

Необходимость установления линии перемены даты вызвана следующими соображениями. При кругосветном путешествии с запада на восток путешественник проходит пункты, где часы, идущие по местному (или поясному) времени, показывают все большее время по сравнению с местным (поясным) временем пункта отправления путешественника. Постепенно переводя стрелки своих часов вперед, к концу кругосветного путешествия путешественник насчитывает одни лишние сутки. И наоборот, при кругосветном путешествии с востока на запад — одни сутки теряются. Во избежание связанных с этим ошибок в счете дней и установлена линия перемены даты.

К западу от линии перемены даты число месяца всегда на единицу больше, чем к востоку от нее. Поэтому после пересечения этой линии с запада на восток необходимо уменьшить календарное число, а после пересечения ее с востока на запад, наоборот, — увеличить на единицу. Например, если корабль пересекает демаркационную линию 8 ноября, идя с запада на восток, то на корабле дата в полночь, следующую после пересечения этой линии, не меняется, т. е. два дня подряд датируются как 8 ноября. И наоборот, если корабль пересекает эту линию 8 ноября, идя с востока на запад, то в полночь, следующую после перехода через нее, дата меняется сразу на 10 ноября, а дня с названием 9 ноября на корабле вообще не будет.

Соблюдение этого правила исключает ошибку в счете дней, впервые допущенную участниками первой кругосветной экспедиции Магеллана в XVI в., когда они, вернувшись на родину, обнаружили, что разошлись в счете дней с жителями, остававшимися на месте, ровно на одни сутки.

§ 1.20. Сферический треугольник и основные формулы сферической тригонометрии

Многие задачи астрономии, связанные с видимыми положениями и движениями небесных тел, сводятся к решению *сферических треугольников*.

Сферическим треугольником называется фигура ABC на поверхности сферы, образованная дугами трех больших кругов (рис. 1.14).

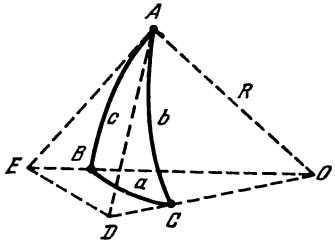


Рис. 1.14. Сферический треугольник

Углами сферического треугольника называются двугранные углы между плоскостями больших кругов, образующих стороны сферического треугольника. Эти углы измеряются плоскими углами при вершинах треугольника между касательными к его сторонам.

Обычно используются треугольники, углы и стороны которых меньше 180°. Для таких сферических треугольников сумма углов всегда больше 180°, но меньше 540°,

а сумма сторон всегда меньше 360°. Разность между суммой трех углов сферического треугольника и 180° называется *сферическим избытком* σ, т. е.

$$\sigma = \angle A + \angle B + \angle C - 180^\circ.$$

Площадь сферического треугольника s равна

$$s = \sigma \frac{\pi R^2}{180^\circ},$$

где R — радиус сферы, на поверхности которой образован треугольник.

Сферический треугольник, таким образом, отличается по своим свойствам от плоского, и применять к нему теоремы тригонометрии на плоскости нельзя.

Возьмем сферический треугольник ABC (рис. 1.14), образованный на сфере радиуса R и с центром в точке O.

Из вершины A проведем касательные AD и AE к сторонам b и c до пересечения их с продолжениями радиусов OC и OB, лежащих в одной плоскости с соответствующей касательной. Соединив прямой точки пересечения O и E, получим два плоских косоугольных треугольника ADE и ODE с общей стороной DE. Применяя к этим треугольникам теоремы элементарной геометрии, напишем

$$DE^2 = OD^2 + OE^2 - 2OD \cdot OE \cdot \cos a,$$

$$DE^2 = AD^2 + AE^2 - 2AD \cdot AE \cdot \cos A.$$

Вычитанием второго равенства из первого получим

$$2OD \cdot OE \cdot \cos a = OD^2 - AD^2 + OE^2 - AE^2 + 2AD \cdot AE \cdot \cos A. \qquad (1.31)$$

Из прямоугольных плоских треугольников OAE и OAD следует:

$$OD^2 - AD^2 = R^2, \quad OE^2 - AE^2 = R^2, \quad AD = R \operatorname{tg} b, \quad AE = R \operatorname{tg} c,$$

$$OD = \frac{R}{\cos b}, \quad OE = \frac{R}{\cos c}.$$

Подставив эти соотношения в формулу (1.31) и произведя соответствующие сокращения и переносы, получим

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A, \text{ т. е.} \qquad (1.32)$$

косинус стороны сферического треугольника равен произведению косинусов двух других его сторон плюс произведение синусов тех же сторон на косинус угла между ними.

Формулу (1.32) можно написать для любой стороны треугольника. Напишем ее, например, для стороны b:

$$\cos b = \cos c \cos a + \sin c \sin a \cos B.$$

Подставив в нее $\cos a$ из формулы (1.32), получим

$$\cos b = \cos c(\cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A) + \sin c \sin a \cos B.$$

Раскрыв скобки и перенеся первый член правой части в левую, будем иметь

$$\cos b(1 - \cos^2 c) = \sin b \sin c \cos c \cos A + \sin c \sin a \cos B.$$

Заменив $(1 - \cos^2 c)$ на $\sin^2 c$ и сократив все на $\sin c$, окончательно получим

$$\sin a \cos B = \sin c \cos b - \cos c \sin b \cos A, \text{ т. е.} \tag{1.33}$$

произведение синуса стороны на косинус прилежащего угла равно произведению синуса другой стороны, ограничивающей прилежащий угол, на косинус третьей стороны минус произведение косинуса стороны, ограничивающей прилежащий угол, на синус третьей стороны и на косинус угла, противолежащего первой стороне.

Формула (1.33) называется формулой *пяти элементов*. Ее можно написать по аналогии и для произведений $\sin a \cos C$, $\sin b \cos A$, $\sin b \cos C$, $\sin c \cos A$ и $\sin c \cos B$.

Решим теперь равенство (1.32) относительно $\cos A$:

$$\cos A = \frac{\cos a - \cos b \cos c}{\sin b \sin c}.$$

Возведя обе части последнего равенства в квадрат и вычтя их из 1, получим

$$1 - \cos^2 A = \frac{\sin^2 b \sin^2 c - (\cos a - \cos b \cos c)^2}{\sin^2 b \sin^2 c}$$

или

$$\sin^2 A = \frac{(1 - \cos^2 b)(1 - \cos^2 c) - (\cos a - \cos b \cos c)^2}{\sin^2 b \sin^2 c}.$$

Раскрыв скобки и разделив обе части последнего выражения на $\sin^2 a$, получим

$$\frac{\sin^2 A}{\sin^2 a} = \frac{1 - \cos^2 a - \cos^2 b - \cos^2 c + 2 \cos a \cos b \cos c}{\sin^2 a \sin^2 b \sin^2 c}.$$

Полученное выражение совершенно симметрично относительно a, b и c. Заменяя A на B и a на b или A на C и a на c, можно написать

$$\frac{\sin^2 B}{\sin^2 b} = \frac{1 - \cos^2 a - \cos^2 b - \cos^2 c + 2 \cos a \cos b \cos c}{\sin^2 a \sin^2 b \sin^2 c},$$

$$\frac{\sin^2 C}{\sin^2 c} = \frac{1 - \cos^2 a - \cos^2 b - \cos^2 c + 2 \cos a \cos b \cos c}{\sin^2 a \sin^2 b \sin^2 c},$$

откуда

$$\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C}$$

или

$$\frac{\sin a}{\sin b} = \frac{\sin A}{\sin B}, \text{ т. е.} \tag{1.34}$$

синусы сторон сферического треугольника пропорциональны синусам противолежащих им углов, или отношение синуса стороны сферического треугольника к синусу противолежащего угла есть величина постоянная.

Три выведенных соотношения (1.32), (1.33), (1.34) между сторонами и углами сферического треугольника являются основными; из них можно получить много других формул сферической тригонометрии. Мы ограничимся выводом одной только

формулы для прямоугольного сферического треугольника. Положим $A = 90°$; тогда $\sin A = 1$, $\cos A = 0$, и из формулы (1.33) получим

$$\sin a \cos B = \sin c \cos b.$$

Разделив обе части этого равенства на $\sin b$ и заменив $\sin a/\sin b$ на $\sin A/\sin B = 1/\sin B$ согласно (1.34), будем иметь

$$\operatorname{ctg} B = \sin c \operatorname{ctg} b$$

или

$$\frac{\operatorname{tg} b}{\operatorname{tg} B} = \sin c, \quad \text{т. е.} \tag{1.35}$$

отношение тангенса одного катета прямоугольного сферического треугольника к тангенсу противолежащего угла равно синусу другого катета.

§ 1.21. Параллактический треугольник и преобразование координат

Параллактическим треугольником называется треугольник на небесной сфере, образованный пересечением небесного меридиана, вертикального круга и часового круга светила. Его вершинами являются полюс мира P, зенит Z и светило M.

Если светило M находится в западной половине небесной сферы (рис. 1.15), то сторона ZP (дуга небесного меридиана) равна $90° - \varphi$, где φ — широта места наблюдения; сторона ZM (дуга вертикального круга) равна зенитному расстоянию светила $z = 90° - h$, где h — высота светила; сторона PM (дуга часового круга) равна полярному расстоянию светила $p = 90° - \delta$, где δ — склонение светила; угол $PZM = 180° - A$, где A — азимут светила; угол $ZPM = t$, т. е. равен часовому углу светила; угол $PMZ = q$ называется *параллактическим углом*.

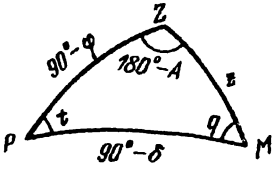


Рис. 1.15. Параллактический треугольник (светило в западной полусфере)

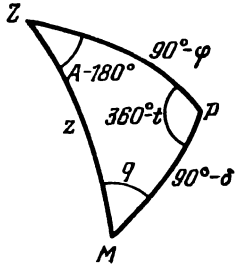


Рис. 1.16. Параллактический треугольник (светило в восточной полусфере)

Если светило находится в восточной половине небесной сферы (рис. 1.16), то значения сторон параллактического треугольника те же, что и в случае пребывания светила в западной половине, но значения углов при вершинах Z и P иные, а именно: угол $PZM = A - 180°$, а угол $ZPM = 360° - t$.

Вид параллактического треугольника для одного и того же светила зависит от широты места наблюдения φ (от взаимного расположения P и Z) и от момента наблюдения, т. е. от часового угла t.

Применяя основные формулы сферической тригонометрии к параллактическому треугольнику (рис. 1.15) и считая исходными сторону PM и угол t, получим

$$\cos(90^\circ - \delta) = \cos(90^\circ - \varphi)\cos z + \sin(90^\circ - \varphi)\sin z \cos(180^\circ - A),$$

$$\sin(90^\circ - \delta)\sin t = \sin z \sin(180^\circ - A),$$

$$\sin(90^\circ - \delta)\cos t = \sin(90^\circ - \varphi)\cos z - \cos(90^\circ - \varphi)\sin z \cos(180^\circ - A)$$

или

$$\begin{aligned} \sin\delta &= \sin\varphi\cos z - \cos\varphi \sin z \cos A, \\ \cos\delta \sin t &= \sin z \sin A, \\ \cos\delta\cos t &= \cos\varphi\cos z + \sin\varphi \sin z \cos A. \end{aligned} \tag{1.36}$$

Формулы (1.36) служат для вычисления склонения светила δ и его часового угла t (а затем и прямого восхождения $\alpha = s - t$) по измеренным (или известным) его зенитному расстоянию z и азимуту A в момент звездного времени s. Иными словами, они служат для перехода от горизонтальных координат светила к его экваториальным координатам.

Если исходными считать сторону $ZM = z$ и угол $180^\circ - A$, то основные формулы в применении к параллактическому треугольнику напишутся в следующем виде:

$$\cos z = \cos(90^\circ - \varphi)\cos(90^\circ - \delta) + \sin(90^\circ - \varphi)\sin(90^\circ - \delta)\cos t,$$

$$\sin z \sin(180^\circ - A) = \sin(90^\circ - \delta)\sin t,$$

$$\sin z \cos(180^\circ - A) = \sin(90^\circ - \varphi)\cos(90^\circ - \delta) - \cos(90^\circ - \varphi)\sin(90^\circ - \delta)\cos t$$

или

$$\begin{aligned} \cos z &= \sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta\cos t, \\ \sin z \sin A &= \cos\delta\sin t, \\ \sin z\cos A &= -\cos\varphi\sin\delta + \sin\varphi\cos\delta\cos t. \end{aligned} \tag{1.37}$$

Формулы (1.37) служат для вычисления зенитного расстояния z и азимута светила A (для любого момента звездного времени и для любой широты φ) по известному склонению светила δ и его часовому углу $t = s - \alpha$. Иными словами, они служат для перехода от экваториальных координат светила к его горизонтальным координатам.

Кроме того, формулы (1.36) и (1.37) используются при вычислении моментов времени восхода и захода светил и их азимутов в эти моменты, а также при решении двух очень важных задач практической астрономии — определения географической широты места наблюдения φ и определения местного звездного времени s.

Для перехода от экваториальных координат светила (α и δ) к его эклиптическим координатам (λ и β), и наоборот, можно вывести формулы, аналогичные (1.36) и (1.37). Только в этом случае надо основные формулы § 1.20 применить к сферическому треугольнику небесной сферы, вершинами которого являются полюс мира P, полюс эклиптики Π и светило M, а стороны и углы имеют значения, указанные на рис. 1.17.

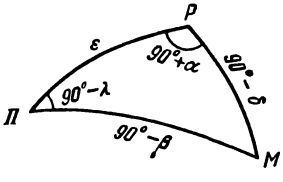


Рис. 1.17. Сферический треугольник, связывающий полюс мира и полюс эклиптики

§ 1.22. Рефракция

Видимое положение светила над горизонтом, строго говоря, отличается от вычисленного по формуле (1.37). Дело в том, что лучи света от небесного тела, прежде чем попасть в глаз наблюдателя, проходят сквозь атмосферу Земли и преломляются в ней, а так как плотность атмосферы увеличивается к поверхности Земли, то луч света (рис. 1.18) все более и более отклоняется в одну и ту же сторону по кривой линии, так что направление OM_1, по которому наблюдатель О видит светило, оказывается отклоненным в сторону зенита и не совпадающим с направлением OM_2 (параллельным BM), по которому он видел бы светило при отсутствии атмосферы.

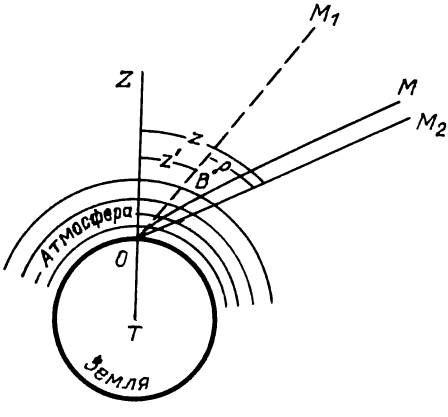


Рис. 1.18. Астрономическая рефракция

Явление преломления световых лучей при прохождении ими земной атмосферы называется *астрономической рефракцией*.

Угол M_1OM_2 называется *углом рефракции*, или просто *рефракцией* ρ. Угол ZOM_1 называется *видимым зенитным расстоянием* светила z', а угол ZOM_2 — *истинным* его *зенитным расстоянием* z. Непосредственно из рис. 1.18 следует

$$z - z' = \rho \quad \text{или} \quad z = z' + \rho,$$

т. е. истинное зенитное расстояние светила больше видимого на величину рефракции ρ. Рефракция как бы приподнимает светило над горизонтом.

По законам преломления света луч падающий и луч преломленный лежат в одной плоскости. Следовательно, для плоскопараллельной атмосферы траектория луча MBO и направления OM_2 и OM_1 лежат в одной вертикальной плоскости. Поэтому рефракция не изменяет азимута светила и, кроме того, равна нулю, если светило находится в зените.

Если светило находится в кульминации, то рефракция изменяет только его склонение на ту же величину, что и зенитное расстояние, так как в этом случае плоскости его часового и вертикального кругов совпадают. В остальных случаях рефракция изменяет и склонение, и прямое восхождение светила.

Теория рефракции очень сложна и рассматривается в специальных курсах. Рефракция зависит не только от высоты светила над горизонтом, но и от состояния атмосферы, главным образом от ее плотности, которая сама зависит от температуры и давления. При давлении B мм рт. ст. и температуре t° в градусах Цельсия приближенное значение рефракции для видимых лучей ($\lambda = 0{,}6$ мкм) составляет

$$\rho = 60{,}25'' \frac{B}{760} \cdot \frac{273^\circ}{273^\circ + t^\circ} \operatorname{tg} z'. \tag{1.38}$$

Следовательно, при температуре 0° и при давлении 760 мм рт. ст. рефракция для таких лучей равна

$$\rho = 60{,}25'' \operatorname{tg} z'. \tag{1.39}$$

По формулам (1.38) и (1.39) рефракция вычисляется в тех случаях, когда видимое зенитное расстояние $z' < 70^\circ$. При $z' > 70^\circ$ формулы (1.38) и (1.39) дают погрешность больше $1''$, неограниченно увеличивающуюся при дальнейшем

приближении к горизонту, тогда как действительное значение рефракции в горизонте составляет около $35'$. Поэтому для зенитных расстояний $z' > 70°$ рефракция определяется путем сочетания теории со специальными наблюдениями.

Вследствие рефракции наблюдается изменение формы дисков Солнца и Луны при их восходе или заходе. Рефракция нижних краев дисков этих светил у горизонта почти на $6'$ больше рефракции верхних краев, а так как горизонтальные диаметры рефракцией не изменяются, то видимые диски Солнца и Луны принимают овальную форму.

§ 1.23. Суточный параллакс

Координаты небесных тел, определенные из наблюдений на поверхности Земли, называются *топоцентрическими*. Топоцентрические координаты одного и того же светила в один и тот же момент, вообще говоря, различны для различных точек поверхности Земли. Различие это заметно лишь для тел Солнечной системы и практически не ощутимо для звезд (меньше $0{,}00004''$). Из множества направлений, по которым светило видно из разных точек Земли, основным считается направление из центра Земли. Оно дает *геоцентрическое положение* светила и определяет его *геоцентрические* координаты.

Угол между направлениями, по которым светило M было бы видно из центра Земли и из какой-нибудь точки на ее поверхности, называется суточным параллаксом светила.

Иными словами, суточный параллакс есть угол p', под которым со светила был бы виден радиус Земли, проведенный в точку наблюдения (рис. 1.19).

Для светила, находящегося в момент наблюдения в зените, суточный параллакс равен нулю. Если светило M наблюдается на горизонте, то суточный параллакс его принимает максимальное значение и называется *горизонтальным параллаксом* p.

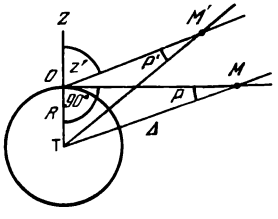


Рис. 1.19. Суточный параллакс

Из соотношения между сторонами и углами треугольников TOM' и TOM (рис. 1.19) имеем

$$\frac{R}{\Delta} = \frac{\sin p'}{\sin z'} \quad \text{и} \quad \frac{R}{\Delta} = \sin p.$$

Отсюда получаем

$$\sin p' = \sin p \sin z'.$$

Горизонтальный параллакс у всех тел Солнечной системы — величина небольшая (у Луны в среднем $p = 57'$, у Солнца $p = 8{,}79''$, у планет меньше $1'$).

Поэтому синусы углов p и p' в последней формуле можно заменить самими углами и написать

$$p' = p \sin z'. \tag{1.40}$$

Вследствие суточного параллакса светило кажется нам ниже над горизонтом, чем это было бы, если бы наблюдение проводилось из центра Земли; при этом влияние параллакса на высоту светила пропорционально синусу зенитного расстояния, а максимальное его значение равно горизонтальному параллаксу p.

Так как Земля имеет форму сфероида, то во избежание разногласий в определении горизонтальных параллаксов необходимо вычислять их значения для определенного радиуса Земли. За такой радиус принят экваториальный радиус

Земли $R_0 = 6\,378$ км, а горизонтальные параллаксы, вычисленные для него, называются *горизонтальными экваториальными параллаксами* p_0. Именно эти параллаксы тел Солнечной системы приводятся во всех справочных пособиях.

§ 1.24. Вычисление моментов времени и азимутов восхода и захода светил

Часовой угол светила определяется из первой формулы (1.37), а именно:

$$\cos t = \frac{\cos z - \sin\varphi \sin\delta}{\cos\varphi \cos\delta}. \tag{1.41}$$

Если какая-нибудь точка небесного свода восходит или заходит, то она находится на горизонте и, следовательно, ее видимое зенитное расстояние $z' = 90°$. Ее истинное зенитное расстояние z в этот момент вследствие рефракции (см. § 1.22) будет больше видимого на величину $\rho_{90} = 35'$. Суточный параллакс понижает светило над горизонтом, (см. § 1.23), т. е. увеличивает видимое зенитное расстояние z' на величину горизонтального параллакса p. Следовательно, истинное зенитное расстояние точки в момент ее восхода или захода

$$z = z' + \rho_{90} - p = 90° + \rho_{90} - p.$$

Кроме того, для Солнца и Луны, имеющих заметные размеры, координаты относятся к центру их видимого диска, а восходом (или заходом) этих светил считается момент появления (или исчезновения) на горизонте верхней точки края диска. Следовательно, истинное зенитное расстояние центра диска этих светил в момент восхода или захода будет больше зенитного расстояния верхней точки края диска на видимый угловой радиус R диска. У Солнца и Луны их видимые угловые радиусы приблизительно одинаковы и в среднем равны $16'$.

Таким образом, при вычислении часового угла светила в момент его восхода и захода в формуле (1.41) в самом общем случае $z = 90° + \rho_{90} - p + R$, и тогда ее можно записать в следующем виде:

$$\cos t = \frac{\cos(90° + \rho_{90} - p + R) - \sin\varphi \sin\delta}{\cos\varphi \cos\delta}. \tag{1.42}$$

По формуле (1.42) часовые углы восхода и захода вычисляются только для Луны. В этом случае $R_{☾} = 16'$, $p_{☾} = 57'$ и $\rho_{90} = 35'$, и формула (1.42) принимает вид

$$\cos t_l = \frac{\cos 89°54' - \sin\varphi \sin\delta_l}{\cos\varphi \cos\delta_l}.$$

При вычислении часовых углов восхода и захода Солнца его горизонтальным параллаксом можно пренебречь, и при $R_{\odot} = 16'$ и $\rho_{90} = 35'$ формула (1.42) принимает вид

$$\cos t_{\odot} = \frac{\cos 90°51' - \sin\varphi \sin\delta_{\odot}}{\cos\varphi \cos\delta_{\odot}}. \tag{1.43}$$

Для звезд и планет можно пренебречь также и их видимыми радиусами[5)] и вычислять часовые углы восхода и захода по формуле

$$\cos t = \frac{\cos 90°35' - \sin\varphi \sin\delta}{\cos\varphi \cos\delta}.$$

[5)] У звезды видимый радиус практически равен нулю; наибольший видимый радиус — у Венеры, он достигает $29''$.

Наконец, если пренебречь и рефракцией, то часовой угол восхода и захода вычисляется по формуле

$$\cos t = -\operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}\delta. \tag{1.44}$$

Каждое из приведенных уравнений дает два значения часового угла: $t_1 = t$ и $t_2 = -t$. Положительное значение соответствует заходу, отрицательное — восходу светила. Местное звездное время восхода и захода согласно формуле (1.15) получается таким:

$$s_{\text{восх}} = \alpha - t, \quad s_{\text{зах}} = \alpha + t.$$

Затем можно вычислить моменты восхода и захода светила по местному среднему солнечному времени (см. § 1.15) и по декретному времени (см. § 1.16).

Если вычисляется восход и заход Солнца, то нет необходимости вычислять звездное время явлений, так как, увеличив часовые углы t_1 и t_2 на 12^{h}, мы сразу получаем моменты по местному истинному солнечному времени; $T_\odot = t_\odot + 12^{\text{h}}$. Тогда местное среднее время

$$T_{\text{восх}} = 12^{\text{h}} - t_\odot + \eta,$$
$$T_{\text{зах}} = 12^{\text{h}} + t_\odot + \eta,$$

где η — уравнение времени (см. § 1.14), которое берется, так же как α и δ Солнца, из Астрономического ежегодника.

Азимуты точек восхода и захода светил (без учета рефракции, параллакса и углового радиуса) получим, если в первой формуле (1.36) положим $z = 90^\circ$, тогда $\cos z = 0$, $\sin z = 1$ и

$$\cos A = -\frac{\sin\delta}{\cos\varphi}. \tag{1.45}$$

По формуле (1.45) получаем два значения азимута: $A_1 = A$ и $A_2 = 360^\circ - A$. Первое значение является азимутом точки захода, второе — азимутом точки восхода светила.

Представим теперь формулы (1.45) и (1.44) в виде

$$\cos A = -\frac{\sin\delta}{\sin(90^\circ - \varphi)} \quad \text{и} \quad \cos t = -\frac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg}(90^\circ - \varphi)}. \tag{1.46}$$

Так как косинус не может быть больше 1, то из этих формул следует, что восход и заход светила возможен только при условии

$$|\delta| < (90^\circ - |\varphi|)$$

(см. формулу (1.4) § 1.7).

§ 1.25. Сумерки. Белые ночи

Часть суток после захода Солнца называется *вечерними сумерками*, а перед его восходом — *утренними сумерками*. Сумерки — постепенное ослабление дневного света после захода Солнца или уменьшение ночной темноты перед восходом Солнца — происходят от рассеяния света слоями воздуха, находящимися выше горизонта наблюдателя (рис. 1.20). Различают сумерки *гражданские* и *астрономические*.

Вечерние гражданские сумерки продолжаются до тех пор, пока высота центра диска Солнца не станет равной $h_\odot = -6^\circ$. Утренние гражданские сумерки начинаются перед восходом Солнца, когда высота его центра $h_\odot = -6^\circ$, и продолжаются до момента восхода Солнца.

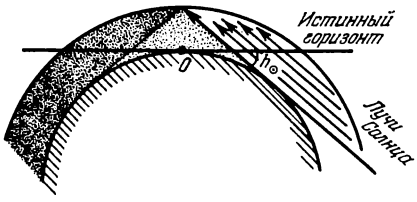


Рис. 1.20. Сумерки

Астрономические сумерки (утренние и вечерние) длятся дольше, так как за их начало или конец принимается тот момент, когда высота центра Солнца $h_\odot = -18°$.

Когда кончаются вечерние гражданские сумерки, то приходится прибегать к искусственному освещению; на небе видны лишь наиболее яркие звезды. В конце вечерних астрономических сумерек исчезают поздние следы вечерней зари, наступает ночь, а на небе видны уже слабые звезды.

Продолжительность сумерек Δt зависит от географической широты места и от склонения Солнца $\delta_\odot$, т. е. от времени года, и вычисляется по формуле

$$\cos(t + \Delta t) = \frac{\sin h_\odot - \sin\varphi \sin\delta_\odot}{\cos\varphi \cos\delta_\odot}, \qquad (1.47)$$

где высота центра Солнца $h_\odot = -6°$ для гражданских и $h_\odot = -18°$ для астрономических сумерек, а часовой угол t восхода или захода Солнца находится по формуле (1.43).

Если считать за восход и заход Солнца появление из-под горизонта и исчезновение под горизонт его верхнего края и учитывать влияние рефракции, то момент времени, вычисленный по формуле (1.43) для восхода, получается более ранним, а для захода — более поздним, чем моменты, вычисленные по формуле (1.44), т. е. без учета видимого радиуса Солнца и рефракции. Поэтому на всех географических широтах во все дни года продолжительность дня больше, чем она была бы без влияния этих причин. И то, что было сказано в § 1.10 и § 1.11 о продолжительности дня и ночи в разных местах Земли в разные времена года, следует уточнить. Именно, на экваторе Земли день всегда продолжительнее ночи, на полюсах Земли — полярный день длится больше полугода, а на остальных географических широтах равенство продолжительности дня и ночи наступает раньше, нежели Солнце придет в точку весеннего равноденствия, и позже теоретического дня осеннего равноденствия.

На географической широте $\varphi = 60°34'$ в день летнего солнцестояния ($\delta_\odot = +23°26'$) высота Солнца $h_\odot$ в нижней кульминации (в полночь), согласно формуле (1.13) равна $-6°$. Следовательно, на широте $\varphi = 60°34'$ в день летнего солнцестояния конец вечерних гражданских сумерек совпадает с началом утренних гражданских сумерек, т. е. гражданские сумерки длятся всю ночь, что дало повод назвать такую ночь *белой*. Число белых ночей в году и возможность их наступления зависят от географической широты места и от склонения Солнца. Для того, чтобы гражданские сумерки не прекращались всю ночь, нужно, чтобы склонение Солнца удовлетворяло неравенству

$$\delta_\odot \geqslant 90° - \varphi - 6°, \quad \text{т. е.} \quad \delta_\odot \geqslant 84° - \varphi.$$

Астрономические сумерки тем более могут длиться всю ночь. Для этого необходимо, чтобы склонение Солнца было

$$\delta_\odot \geqslant 90° - \varphi - 18°, \quad \text{т. е.} \quad \delta_\odot \geqslant 72° - \varphi.$$

Отсюда следует, что сплошные астрономические сумерки могут быть на географических широтах $\varphi \geqslant 48°34'$.



Вопросы и упражнения к Главе 1

1. Постарайтесь припомнить какие-либо закономерности в расположении известных вам светил.
2. Опишите своими словами видимые движения известных вам светил.
3. Дайте свое определение понятия небесной сферы.
4. Под каким углом пересекаются плоскости небесного экватора и математического горизонта?
5. В какой части неба кульминируют светила в южном полушарии Земли?
6. Вблизи какой плоскости должна лежать освобожденная стрелка компаса? Всегда ли это выполняется и с какой точностью? Почему?
7. В какой формулировке должны учить теорему о высоте полюса мира над горизонтом учащиеся южного полушария Земли?
8. Где и когда эклиптика совпадает с плоскостью математического горизонта?
9. Почему и как часто (в среднем) точка весеннего равноденствия должна переходить из одного созвездия в другое?
10. Докажите, что если эклиптика проходит через точку востока, то она проходит и через точку запада. Когда это может быть?
11. Найти на небесной сфере геометрическое место точек, склонение которых дополняет широту места наблюдения до 90°.
12. Где на небесной сфере прямое восхождение равно эклиптической долготе?
13. Оцените интервалы времени между равноденствиями и солнцестояниями («продолжительность сезонов»). Почему они не одинаковы?
14. Представьте значение длины тропического года в виде алгебраической суммы целого числа и правильных дробей. Для чего это может пригодиться?
15. Один наблюдатель выходил из дома каждый день в один и тот же час звездного времени и видел Солнце на горизонте. Где он находился и который был час по местному звездному времени?
16. На сколько самое большее отличалось бы истинное солнечное время от среднего, если бы земная ось была перпендикулярна эклиптике?
17. Какие часы — средние, солнечные или звездные — уходят вперед и на сколько? Когда их показания совпадают?
18. Для каких времен неверно утверждение: «разность времен равна разности долгот»?
19. Сколько раз, начиная с 15 октября 1582 г., изменялось расхождение между григорианским и юлианским календарями? Когда это происходило?
20. Какая сегодня в 9 часов местного времени юлианская дата?
21. Некто отправился в кругосветное путешествие на восток со скоростью по долготе 15° в сутки. Он посчитал, что по своим часам, переводя их на 1 час вперед при пересечении границы каждого из 24 часовых поясов и учтя дважды одну и ту же дату при пересечении линии перемены дат, он провел в пути $23 \times 25 = 575$ часов. Дома же ему сказали, что он отсутствовал 576 часов. Кто и в чем ошибся?
22. Выведите формулу площади сферического треугольника.

Глава 2

Видимые и действительные движения планет

§ 2.1. Видимые движения планет на фоне звезд

Планеты по своим видимым движениям делятся на две группы: *нижние* (Меркурий, Венера) и *верхние* (все остальные, кроме Земли)[1].

Движения по созвездиям нижних и верхних планет различны. Меркурий и Венера всегда находятся на небе либо в том же созвездии, где и Солнце, либо в соседнем. При этом они могут находиться и к востоку, и к западу от Солнца, но не дальше 18–28° (Меркурий) и 45–48° (Венера). Наибольшее угловое удаление планеты от Солнца к востоку называется ее *восточной элонгацией*, к западу — *западной элонгацией*. При восточной элонгации планета видна на западе в лучах вечерней зари вскоре после захода Солнца и заходит через некоторое время после него.

Затем, двигаясь попятным движением (т. е. с востока к западу), сначала медленно, а потом быстрее, планета начинает приближаться к Солнцу, скрывается в его лучах и перестает быть видимой. В это время наступает *нижнее соединение* планеты с Солнцем; планета проходит между Землей и Солнцем. Эклиптические долготы Солнца и планеты равны. Спустя некоторое время после нижнего соединения планета становится снова видимой, но теперь уже на востоке, в лучах утренней зари незадолго перед восходом Солнца. В это время она продолжает двигаться попятным движением, постоянно удаляясь от Солнца. Замедлив скорость попятного движения и достигнув наибольшей западной элонгации, планета останавливается и меняет направление своего движения на прямое. Теперь она движется с запада на восток, сначала медленно, затем быстрее. Удаление ее от Солнца уменьшается, и, наконец, она скрывается в утренних лучах Солнца. В это время планета проходит за Солнцем, эклиптические долготы обоих светил снова равны — наступает верхнее соединение планеты с Солнцем, после которого спустя некоторое время она снова видна на западе в лучах вечерней зари. Продолжая двигаться прямым движением, она постепенно замедляет свою скорость.

Достигнув предельного восточного удаления, планета останавливается, меняет направление своего движения на попятное, и все повторяется сначала. Таким образом, нижние планеты совершают как бы «колебания» около Солнца, как маятник около своего среднего положения.

Видимые движения верхних планет происходят иначе. Когда верхняя планета видна после захода Солнца на западном небосклоне, она перемещается среди звезд прямым движением, т. е. с запада на восток, как и Солнце. Но скорость ее движения меньше, чем у Солнца, которое постепенно нагоняет планету, и она на некоторое

[1] Это исторически сохранившееся деление. Современное — *внутренние* и *внешние* (по отношению к орбите Земли).

время перестает быть видимой, так как восходит и заходит почти одновременно с Солнцем. Затем, когда Солнце обгонит планету, она становится видимой на востоке, перед восходом Солнца. Скорость ее прямого движения постепенно уменьшается, планета останавливается[2)] и затем начинает перемещаться среди звезд попятным движением, с востока на запад (рис. 2.1). Через некоторое время планета снова останавливается, меняет направление своего движения на прямое, снова ее с запада нагоняет Солнце, и она опять перестает быть видимой — и все явления повторяются в том же порядке.

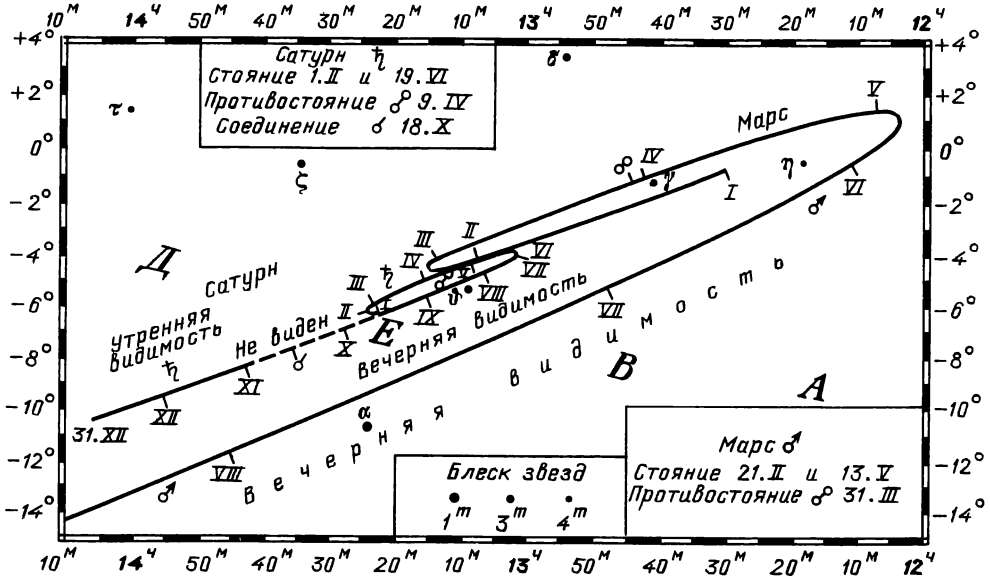


Рис. 2.1. Видимые движения Марса в январе–августе 1982 г. и Сатурна в 1982 г.

В середине дуги своего попятного движения планета находится в созвездии, противоположном тому, в котором в это время находится Солнце. Разность эклиптических долгот планеты и Солнца равна 180°. Такое положение планеты называется *противостоянием* с Солнцем. В середине дуги прямого движения планеты, когда Солнце и планета находятся в одном и том же созвездии, их эклиптические долготы равны. Это положение называется *соединением* планеты с Солнцем.

Расположение планеты от Солнца на 90° к востоку называется *восточной квадратурой*, а на 90° к западу — *западной квадратурой*.

Средние значения дуг попятных движений у планет таковы: Меркурий — около 12°, Венера — около 16°, Марс — 15°, Юпитер — 10°, Сатурн — 7°, Уран — 4°, Нептун — 3°, Плутон — 2°.

Положения планет относительно Солнца, описанные выше, называются их *конфигурациями*.

§ 2.2. Система мира Птолемея

Объяснение видимых движений планет и других небесных тел осложняется тем, что все эти движения наблюдаются нами с Земли, и, казалось бы, ничто из

[2)] Этот момент времени называется *стояние*.

наблюдений не указывает прямо и определенно на то, движется ли сама Земля или она неподвижна. Поэтому у древних астрономов были две точки зрения на этот вопрос. Согласно одной из них, основанной на непосредственных впечатлениях, Земля неподвижна и находится в центре мира (Вселенной). Согласно второй, основанной тогда лишь на чисто умозрительных заключениях, Земля вращается вокруг своей оси и движется вокруг Солнца как центра мира. Но допущение движения Земли слишком противоречило обычным впечатлениям и религиозным взглядам. Поэтому вторая точка зрения не могла получить подробного математического развития, и на долгое время в астрономии утвердилось мнение о неподвижности Земли.

Представления древних астрономов о строении Вселенной изложены в сочинении Клавдия Птолемея (ок. 87–165 гг. н. э.) «Мегале синтаксис» («Великое построение»). Арабский перевод сочинения Птолемея известен под искаженным названием «Альмагест».

В основе системы мира Птолемея лежат четыре главных допущения: 1) Земля шарообразна и находится в центре Вселенной; 2) Земля неподвижна; 3) все небесные тела движутся вокруг Земли; 4) движения небесных тел происходят по окружностям с постоянной скоростью, т. е. равномерно.

Система мира Птолемея называется *геоцентрической* и может быть представлена в следующем упрощенном виде: планеты движутся равномерно по кругам — *эпициклам*, центры которых в свою очередь движутся по другим кругам — *деферентам*, в общем центре которых находится неподвижная Земля. Солнце и Луна движутся вокруг Земли по деферентам (без эпициклов). Деференты Солнца и Луны, деференты и эпициклы планет лежат внутри сферы, на поверхности которой расположены «неподвижные» звезды.

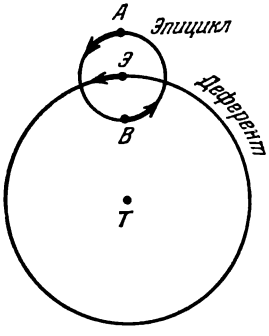


Рис. 2.2. Деферент и эпицикл

Суточное движение всех светил объяснялось вращением всей Вселенной как одного целого вокруг неподвижной Земли. Прямые и попятные движения планет объяснялись следующим образом. Если планета находится в точке A своего эпицикла (рис. 2.2), то угловая скорость ее движения, наблюдаемая с неподвижной Земли T, складывается из движения центра эпицикла $Э$ по деференту и движения планеты по эпициклу. В этом положении планета будет казаться движущейся прямым движением и с наибольшей скоростью. Когда планета находится в точке B, то ее движение по эпициклу происходит в сторону, противоположную движению центра эпицикла, и ее угловая скорость, наблюдаемая с Земли, будет наименьшей. Если при этом скорость планеты по эпициклу будет меньше скорости центра эпицикла, то планета в этом направлении будет казаться движущейся также прямым движением, но замедленно. Если же ее скорость по эпициклу будет больше скорости центра эпицикла, то она будет казаться движущейся попятным движением.

Для каждой планеты Птолемей подобрал относительные размеры радиусов эпицикла и деферента и скорости движения планеты по эпициклу и центра эпицикла по деференту так, что при наблюдении из точки T получилось движение, наиболее близкое к наблюдаемому. Это оказалось возможным при выполнении некоторых условий, которые Птолемей принял без доказательства в качестве постулатов. Они равносильны следующим утверждениям: 1) центры эпициклов Меркурия и Венеры лежат на прямой, соединяющей Землю и Солнце; 2) у всех остальных планет радиусы эпициклов, проведенные в точку положения планеты, параллельны этому направлению; 3) сумма угловых скоростей обращения центров эпициклов

по деферентам и обращения планет по эпициклам равны скорости углового перемещения Солнца. Это важное свойство системы Птолемея эквивалентно соотношению (2.2), которое будет получено в § 2.5.

Сказанное означает, что система мира Птолемея учитывала основные особенности действительных движений планет, а направление на Солнце в ней фактически оказывалось преимущественным.

Система мира Птолемея объясняла видимые движения планет и позволяла предвычислять их положения с точностью, удовлетворявшей наблюдениям невооруженным глазом.

Разногласия же теории с наблюдениями, которые обнаруживались по мере повышения точности наблюдений, устранялись путем усложнения системы. Так, например, некоторые неправильности в видимых движениях планет, открытые позднейшими наблюдениями, объяснялись тем, что вокруг центра первого эпицикла обращается не планета, а центр второго эпицикла, по окружности которого движется уже планета. Когда и такое построение для какой-либо планеты оказывалось недостаточным, то вводили третий, четвертый и т. д. эпициклы, пока положение планеты на окружности последнего из них не давало более или менее приемлемого согласия с наблюдениями.

К началу XVI в. геоцентрическая система Птолемея настолько усложнилась, что не могла уже удовлетворять практическим требованиям и, в первую очередь, мореплаванию. Нужны были более простые методы вычисления положения планет, и такие методы были созданы гениальным польским ученым Николаем Коперником, заложившим основы новой астрономии, без которых не могла бы возникнуть и развиваться современная астрономия.

§ 2.3. Система мира Коперника

Великий польский астроном Николай Коперник (1473–1543), тщательно изучив труд Птолемея, пришел к выводу о несостоятельности основ геоцентрической системы мира. Труд всей его жизни — книга «Об обращении небесных сфер» — был опубликован в 1543 г., незадолго до смерти ученого. В этом сочинении Коперник математически разработал идею о движениях Земли и положил начало новой астрономии. Созданная им система мира называется *гелиоцентрической*. В ее основе лежали следующие утверждения: 1) в центре мира находится Солнце (по-гречески — гелиос), а не Земля; 2) шарообразная Земля вращается вокруг своей оси и это вращение объясняет кажущееся суточное движение всех светил; 3) Земля, как и все другие планеты, обращается вокруг Солнца по окружности, и это обращение объясняет видимое движение Солнца среди звезд; 4) все движения представляются в виде комбинации равномерных круговых движений; 5) кажущиеся прямые и попятные движения планет принадлежат не им, но Земле[3)].

Кроме того, Коперник считал, что Луна движется вокруг Земли и, как спутник, вместе с Землей — вокруг Солнца.

Исходя из наблюдательных данных, Коперник, как и Птолемей, пришел к заключению, что все планеты, в том числе и Земля, движутся вокруг Солнца примерно в одной и той же плоскости. Только при этом условии видимые с Земли пути планет на небе могут располагаться вблизи эклиптики.

Так как Меркурий и Венера в своих видимых движениях не отходят далеко от Солнца (см. § 2.1), то их пути в пространстве, или *орбиты*, расположены к Солнцу

[3)] Это положение приведено в формулировке самого Н Коперника («Малый Комментарий», аксиома 7).

ближе, чем орбита Земли. При этом Венера находится дальше от Солнца, чем Меркурий, так как ее видимые отклонения от Солнца больше. Остальные планеты обращаются вокруг Солнца на более далеком расстоянии, чем Земля. Ближе всех к Земле расположен Марс, так как он быстрее других планет движется среди звезд. Затем следует более «медленный» Юпитер и совсем «медленный» Сатурн.

Коперник впервые в астрономии дал правильный план строения Солнечной системы, определив относительные расстояния планет от Солнца (в единицах расстояния Земли от Солнца) и вычислив периоды их обращения вокруг него. Объяснения видимых движений планет Коперником просты и естественны, и в своей основе не противоречат научному объяснению этих явлений современной астрономией.

Суточное движение всех небесных светил Коперник правильно считал явлением кажущимся и объяснял его вращением Земли вокруг своей оси. Годичное движение Солнца по эклиптике Коперник также считал лишь видимым движением, вызванным действительным движением Земли в пространстве вокруг Солнца. Так как звезды находятся от Земли гораздо дальше, чем Солнце, то при движении Земли вокруг него оно кажется нам перемещающимся среди неподвижных звезд всегда в одном и том же направлении. Наконец, сложные видимые прямые и попятные движения планет объяснялись Коперником как результат сочетания двух действительных движений — движения планеты и движения Земли по их орбитам вокруг Солнца.

§ 2.4. Объяснение видимых движений планет

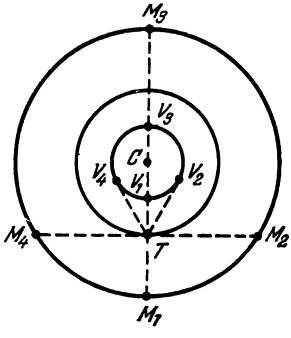


Рис. 2.3. Конфигурация планет

При своем движении по орбитам планеты могут занимать различные положения относительно Солнца и Земли. Пусть в некоторый момент (рис. 2.3) Земля T занимает на своей орбите некоторое положение относительно Солнца C. Нижняя или верхняя планета может находиться в этот момент в любой точке своей орбиты.

Если нижняя планета V находится в одной из четырех указанных на чертеже точек V_1, V_2, V_3 или V_4, то она видна с Земли в нижнем (V_1) или в верхнем (V_3) соединении с Солнцем, в западной (V_2) или в восточной (V_4) элонгации. Если верхняя планета M находится в точках M_1, M_2, M_3 или M_4 своей орбиты, то она видна с Земли в противостоянии (M_1), в соединении (M_3), в западной (M_2) или восточной (M_4) квадратуре.

Нижняя планета находится ближе всего к Земле в момент нижнего соединения и дальше всего — в момент верхнего соединения. Верхняя планета приближается к Земле на наименьшее расстояние в момент противостояния и удаляется от нее на максимальное расстояние в момент соединения[4]. Так объясняются конфигурации планет.

Суть объяснения прямых и попятных движений планет заключается в сопоставлении орбитальных линейных скоростей планет и Земли.

Когда верхняя планета (рис. 2.4) находится около соединения (M_3), то ее скорость направлена в сторону, противоположную скорости Земли (T_3). С Земли планета будет казаться движущейся прямым движением, т. е. в сторону ее

[4] Из-за эллиптичности орбит и их непараллельности плоскости эклиптики экстремальные расстояния приходятся не точно на указанные моменты.

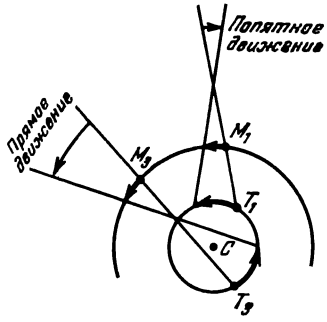


Рис. 2.4. Прямое и попятное движение верхней планеты

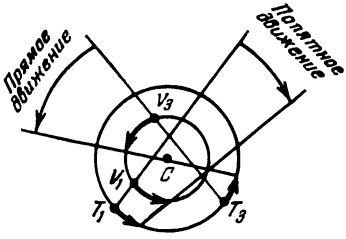


Рис. 2.5. Прямое и попятное движение нижней планеты

действительного движения, справа налево. При этом скорость ее будет казаться увеличенной. Когда верхняя планета находится около противостояния (M_1), то ее скорость и скорость Земли направлены в одну сторону. Но линейная скорость Земли больше линейной скорости верхней планеты, и поэтому с Земли планета будет казаться движущейся в обратную сторону, т. е. попятным движением, слева направо.

Подобные же рассуждения объясняют, почему нижние планеты (Меркурий и Венера) около нижнего соединения (V_1) движутся среди звезд попятным движением, а около верхнего соединения (V_3) — прямым движением (рис. 2.5).

§ 2.5. Синодические и сидерические периоды обращения планет

Синодическим периодом обращения (S) планеты называется промежуток времени между ее двумя последовательными одноименными конфигурациями.

Сидерическим, или *звездным*, *периодом обращения* (T) планеты называется промежуток времени, в течение которого планета совершает один полный оборот вокруг Солнца по своей орбите.

Сидерический период обращения Земли называется *звездным годом* ($T_\oplus$). Между этими тремя периодами можно установить простую математическую зависимость из следующих рассуждений. Угловое перемещение по орбите за сутки у планеты равно $360^\circ/T$, а у Земли $360^\circ/T_\oplus$. Разность суточных угловых перемещений планеты и Земли (или Земли и планеты) есть видимое смещение планеты за сутки, т. е. $360^\circ/S$. Отсюда для нижних планет

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T} - \frac{1}{T_\oplus}, \tag{2.1}$$

для верхних планет

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T_\oplus} - \frac{1}{T}. \tag{2.2}$$

Эти равенства называются *уравнениями синодического движения*.

Непосредственно из наблюдений могут быть определены только синодические периоды обращения планет S и сидерический период обращения Земли, т. е.

звездный год $T_\oplus$. Сидерические же периоды обращения планет T вычисляются по соответствующему уравнению синодического движения.

Продолжительность звездного года равна 365,2564 средних солнечных суток.

Продолжительность синодических и сидерических периодов обращения планет см. в Приложениях.

§ 2.6. Революционность учения Коперника

Значение учения Коперника для развития науки безмерно велико: оно произвело настоящую революцию не только в астрономии, но и во всем человеческом мировоззрении.

Действительно, со взглядом на строение Солнечной системы неразрывно связан вопрос о положении Земли, а с ней и человека, во Вселенной. Следовательно, астрономия входит как существенный элемент в миропонимание, обнимающее как философские, так и религиозные вопросы. До Коперника, в течение почти 15 веков, Земля считалась единственным неподвижным телом Вселенной, центральной и важнейшей частью мироздания.

Согласно же учению Коперника, Земля — рядовая планета, движущаяся вокруг Солнца вместе с другими, ей подобными, телами. Господствовавшее представление о различии «земного» и «небесного» оказалось несостоятельным.

Учение Коперника заставило пересмотреть и другие отрасли естествознания, в частности физику, и освободить науку от устаревших и схоластических традиций, тормозивших ее развитие. После Коперника развитие науки о природе мироздания пошло гигантскими шагами. Но новое научное мировоззрение завоевывало свои права в ожесточенной борьбе со старым мировоззрением, ярыми приверженцами которого были религиозные фанатики и реакционные ученые. Вначале все они отнеслись терпимо к учению Коперника, считая его систему мира лишь простой геометрической схемой, более удобной, чем система Птолемея, для вычисления положений светил на небе. Но уже к началу XVII в. религиозные круги хорошо поняли всю опасность для них учения Коперника и предприняли против него ожесточенное гонение. Так, в 1600 г. в Риме был всенародно сожжен Джордано Бруно, первый последователь и пламенный пропагандист нового учения, пришедший к выводу о множественности обитаемых миров. В 1633 г. Галилео Галилей был привлечен к суду инквизиции и вынужден был признать свои сочинения «ересью» и отречься от них, так как в своих книгах он отстаивал справедливость системы Коперника.

Но никакие преследования не могли остановить начавшегося бурного развития науки, и в то время, когда инквизиция преследовала коперниканцев, Иоганн Кеплер (1571–1630) развил учение Коперника, открыв законы движений планет, а спустя 54 года после процесса Галилея Ньютон (1643–1727) опубликовал открытый им закон всемирного тяготения и тем самым заложил основу теории движения планет вокруг Солнца.

§ 2.7. Законы Кеплера

Кеплер был сторонником учения Коперника и поставил перед собой задачу усовершенствовать его систему по наблюдениям Марса, которые на протяжении двадцати лет производил датский астроном Тихо Браге (1546–1601) и в течение нескольких лет — сам Кеплер.

Вначале Кеплер разделял традиционное убеждение, что небесные тела могут двигаться только по окружностям, и потратил много времени на то, чтобы подобрать для Марса круговую орбиту.

После многолетних и очень трудоемких вычислений, отказавшись от общего заблуждения о кругообразности движений, Кеплер открыл три закона планетных движений, которые в настоящее время формулируются следующим образом:

1. Все планеты движутся по эллипсам, в одном из фокусов которых (общем для всех планет) находится Солнце.

2. Радиус-вектор планеты в равные промежутки времени описывает равновеликие площади.

3. Квадраты сидерических периодов обращений планет вокруг Солнца пропорциональны кубам больших полуосей их эллиптических орбит.

Как известно, у эллипса сумма расстояний от какой-либо его точки до двух неподвижных точек F_1 и F_2, лежащих на его оси $АП$ и называемых *фокусами*, есть величина постоянная, равная большой оси $АП$ (рис. 2.6). Расстояние $ПО$ (или $ОА$), где $О$ — центр эллипса, называется *большой полуосью* a, а отношение $OF_1/OП = e$ — *эксцентриситетом эллипса*. Последний характеризует отклонение эллипса от окружности, у которой $e = 0$.

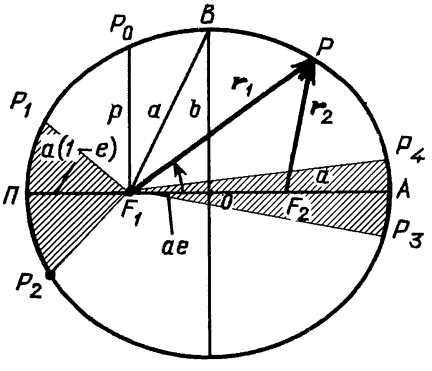


Рис. 2.6. Эллиптическая орбита

Орбиты планет мало отличаются от окружностей, т. е. их эксцентриситеты невелики. Наименьший эксцентриситет имеет орбита Венеры ($e = 0{,}007$), наибольший — орбита Плутона ($e = 0{,}249$). Эксцентриситет земной орбиты $e = 0{,}017$.

Согласно первому закону Кеплера, Солнце находится в одном из фокусов эллиптической орбиты планеты. Пусть на рис. 2.6 это будет фокус F_1. Тогда наиболее близкая к Солнцу точка орбиты $П$ называется *перигелием*, а наиболее удаленная от Солнца точка $А$ — *афелием*. Большая ось орбиты $АП$ называется *линией апсид*, а вектор F_1P, соединяющий Солнце и планету P на ее орбите, — *радиусом-вектором планеты*.

Расстояние планеты от Солнца в перигелии

$$q = a\,(1 - e), \tag{2.3}$$

в афелии

$$Q = a\,(1 + e). \tag{2.4}$$

За среднее расстояние планеты от Солнца принимается большая полуось орбиты $a = (q + Q)/2$.

Согласно второму закону Кеплера, площадь $F_1P_1P_2$, описанная радиусом-вектором планеты за время Δt вблизи перигелия, равна площади $F_1P_3P_4$, описанной им за то же время Δt вблизи афелия (рис. 2.6). Так как дуга P_1P_2 больше дуги P_3P_4, то, следовательно, планета вблизи перигелия имеет скорость большую, чем вблизи афелия. Иными словами, ее движение вокруг Солнца неравномерно.

Подставляя (2.3) и (2.4) в формулу (2.41), которую выведем в § 2.14, найдем скорость движения планеты в перигелии

$$v_q = v_c\sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tag{2.5}$$

и в афелии

$$v_Q = v_c\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}, \tag{2.6}$$

где $v_c = \sqrt{v_Q v_q}$ — средняя или круговая скорость планеты при $r = a$. Круговая скорость Земли равна 29,78 км/с $\approx$ 30 км/с.

Третий свой закон Кеплер записал так:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3}, \tag{2.7}$$

где T_1 и T_2 — сидерические периоды обращений планет, a_1 и a_2 — большие полуоси их орбит.

Если большие полуоси орбит планет выражать в единицах среднего расстояния Земли от Солнца (в астрономических единицах), а периоды обращений планет — в годах, то для Земли $a = 1$ и $T = 1$, и период обращения вокруг Солнца любой планеты

$$T = \sqrt{a^3}. \tag{2.8}$$

Третий закон Кеплера устанавливает зависимость между расстояниями планет от Солнца и периодами их обращения.

§ 2.8. Элементы орбит планет. Основные задачи небесной механики

Движение планеты будет вполне определено, если известны плоскость, в которой лежит ее орбита, размеры и форма этой орбиты, ее ориентировка в плоскости и, наконец, момент времени, в который планета находится в определенной точке орбиты. Величины, определяющие орбиты планеты, называются *элементами ее орбиты*.

За основную плоскость, относительно которой определяется положение орбиты, обычно принимается плоскость эклиптики.

Две точки, в которых орбита планеты пересекается с плоскостью эклиптики, называются *узлами — восходящим* и *нисходящим*. Восходящий узел — тот, в котором планета пересекает эклиптику, удаляясь от ее южного полюса.

Эллиптическую орбиту планеты определяют следующие шесть элементов (рис. 2.7):

1. *Наклонение i* плоскости орбиты к плоскости эклиптики. Наклонение может иметь любые значения между 0 и 180°. Если $0° \leqslant i < 90°$, то планета движется вокруг Солнца (C) в том же направлении, что и Земля (прямое движение); если $90° < i < 180°$, то планета движется в противоположном направлении (обратное движение).

2. *Гелиоцентрическая долгота восходящего узла* ☊, т. е. угол, отсчитываемый из центра Солнца от направления на точку весеннего равноденствия до направления на восходящий узел ☊. Долгота восходящего узла может иметь любые значения от 0 до 360°.

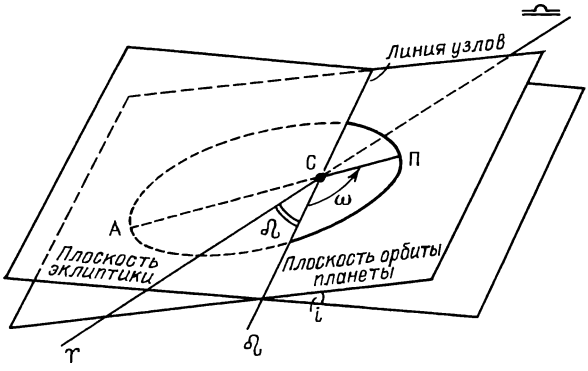


Рис. 2.7. Элементы орбиты

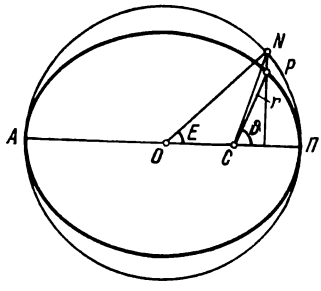


Рис. 2.8. Истинная, средняя и эксцентрическая аномалии

Долгота восходящего узла Ω и наклонение i определяют положение плоскости орбиты в пространстве и направление движения планеты.

3. *Угловое расстояние перигелия от восходящего узла* ω, т. е. угол между направлениями из центра Солнца на восходящий узел Ω и на перигелий $П$. Он отсчитывается в плоскости орбиты планеты в направлении ее движения и может иметь любые значения от 0 до 360°. Угловое расстояние перигелия ω определяет положение орбиты в ее плоскости. Иногда вместо ω дается *долгота перигелия* $\pi = \Omega + \omega$, т. е. сумма двух углов, лежащих в разных плоскостях.

4. *Большая полуось* a эллиптической орбиты, которая при заданной массе, как мы увидим в § 2.13, формула (2.35), однозначно определяет сидерический период обращения T планеты. Часто одновременно с ней дается в качестве элемента *среднее движение* $n = 360°/T = 2\pi/T$, т. е. *средняя угловая скорость* планеты, например, за сутки.

5. *Эксцентриситет орбиты* $e = \sqrt{a^2 - b^2}/a$, где a и b — полуоси эллиптической орбиты.

Большая полуось a и эксцентриситет e определяют размеры и форму орбиты.

6. *Момент прохождения через перигелий* t_0 или положение планеты на орбите в какой-нибудь определенный момент времени t (*долгота в эпоху* t).

Зная момент прохождения через перигелий t_0 и другие элементы орбиты, можно определить положение планеты в плоскости ее орбиты для любого момента времени t. Положение планеты на орбите определяется двумя величинами: радиус-вектором r и *истинной аномалией* ϑ. Истинной аномалией планеты называется угол $\angle ПСР$ (рис. 2.8) между направлением из Солнца C на перигелий $П$ и радиус-вектором планеты P. Радиус-вектор r и истинная аномалия ϑ вычисляются по формулам, следующим из законов Кеплера,

$$r = a(1 - e\cos E), \tag{2.9}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{E}{2}, \tag{2.10}$$

где углы $\vartheta/2$ и $E/2$ принадлежат одной четверти полного угла 2π; угол $\angle E = \angle ПОN$ и называется *эксцентрической аномалией*.

Эксцентрическая аномалия E вычисляется из уравнения Кеплера

$$M = E - e\sin E, \tag{2.11}$$

где M — угол, называемый *средней аномалией*. Средняя аномалия представляет собой дугу окружности, которую описала бы планета за время $t - t_0$, если бы она двигалась равномерно по окружности радиуса a со средней угловой скоростью n, т. е.

$$M = n(t - t_0) = \frac{2\pi}{T}(t - t_0). \tag{2.12}$$

Вычисление положения планеты на орбите для некоторого момента времени t проводится в следующей последовательности:

1) по формуле (2.12), в которой известны T и $t - t_0$, определяют среднюю аномалию M;

2) по формуле (2.11), при известных e и M, *методом последовательных приближений* находят эксцентрическую аномалию E;

3) по формулам (2.9) и (2.10) вычисляют радиус-вектор r и истинную аномалию ϑ.

Определив положение планеты на орбите для заданных моментов времени, можно вычислить для этих же моментов ее пространственные гелиоцентрические координаты. Зная же элементы орбиты Земли и вычислив для тех же моментов положение Земли на ее орбите, можно определить геоцентрические координаты планеты и найти ее расстояние от центра Земли.

Определение видимых координат планет по элементам их орбит называется *вычислением эфемерид*, т. е. положений планет на любые избранные моменты времени (иногда на много лет вперед).

Обратная задача, т. е. определение элементов орбит по координатам, полученным из наблюдений, называется *определением орбит*. Эта задача гораздо труднее вычисления эфемерид. Кеплер решил ее для тех планет, которые наблюдаются уже давно. Методы же определения орбит по нескольким (не менее трех) наблюдениям, что особенно важно при открытии новых планет и комет, были разработаны лишь в начале XIX в.

Вычисление эфемерид и определение орбит — основные задачи теоретической астрономии.

§ 2.9. Основные законы механики

И. Кеплер, Г. Галилей и Х. Гюйгенс (1629–1695) заложили основы опытного обоснования механики, во многом опираясь на астрономические наблюдения. И. Ньютон обобщил их выводы и создал стройную теорию, которая стала фундаментом *классической физики*. Эта теория основана на сформулированных Ньютоном трех известных законах механики, к которым необходимо добавить четвертый — закон всемирного тяготения, особо важный для астрономии.

Все эти четыре закона не являются абсолютными: они — определенное приближение к действительности, правда, позволившее предвычислять положения и движения небесных тел с точностью, о которой не могли даже мечтать предшественники Ньютона. Ограниченность законов Ньютона связана с двумя важными обстоятельствами.

Во-первых, они справедливы только для материальных точек, т. е. тел, размеры которых исчезающе малы по сравнению с расстоянием между ними. В большинстве случаев это условие выполняется, за исключением относительно близко расположенных тел (например, система Земля—Луна).

Второе ограничение имеет принципиальный характер: законы Ньютона базируются на представлениях об *абсолютном евклидовом пространстве* и независящем

от него *абсолютном времени*. Это означает, что они справедливы только в инерциальных системах координат, т. е. движущихся равномерно и без вращения.

Система координат — математическая абстракция. Ее следует отличать от *системы отсчета* — реального физического тела (или системы тел), с которым данная система координат связывается. В физической лаборатории систему координат иногда достаточно связать с Землей. В астрономии требуется большая точность и системы координат последовательно связывают с данным местом на Земле (*топоцентрическая*, или *система отсчета наблюдателя*), с центрами Земли или Солнца (*гео-* и *гелиоцентрическая*). Однако более близкой к инерциальной является *барицентрическая*, в которой начало отсчета совмещается с центром масс всех тел Солнечной системы. В настоящее время эта система отсчета определена с такой высокой точностью, что становятся заметными эффекты более точной, чем теория Ньютона, общей теории относительности (ОТО) А. Эйнштейна (1879–1955). В теории Эйнштейна не делается априорных предположений об абсолютности и независимости пространства и времени. Поэтому после учета релятивистских поправок, например, время в системе отсчета наблюдателя отличается от времени в барицентрической системе отсчета.

Перейдем теперь к рассмотрению законов Ньютона, которые в отличие от школьных учебников, мы сформулируем так, как это сделал их автор.

Первый закон.

Всякое тело сохраняет свое состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, пока и поскольку приложение силы не заставят его изменить это состояние.

Это закон инерции, впервые обоснованный еще Галилеем в «Беседах о двух системах мира». Если m — масса тела, а v — скорость его движения в инерциальной системе отсчета, то в математической форме закон инерции имеет вид

$$mv = \text{const}. \tag{2.13}$$

Если $v = 0$, то тело находится в покое; если $v = \text{const} \neq 0$, то тело движется равномерно и прямолинейно. Произведение mv называется *импульсом* (*количеством движения*) тела. Изменение импульса тела может произойти только в результате его взаимодействия с другими телами, т. е. под действием силы.

Второй закон.

Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует.

Математически это записывается так:

$$\frac{d}{dt}\, mv = F,$$

или, если масса тела не меняется,

$$mw = F, \tag{2.14}$$

т. е. произведение массы тела m на его ускорение ω равно действующей силе F.

Уравнение (2.14) называется *основным законом динамики материальной точки*.

Третий закон.

Действие всегда вызывает равное и противоположное противодействие, иными словами, воздействия двух тел друг на друга всегда равны и направлены в противоположные стороны.

Если какое-нибудь тело с массой m_1 взаимодействует с другим телом с массой m_2, то первое тело изменяет количество движения второго тела m_2v_2, но и само претерпевает от него такое же изменение своего количества движения m_1v_1, но только обратно направленное, т. е.

$$\frac{d}{dt}(m_2v_2) = -\frac{d}{dt}(m_1v_1)$$

или

$$F_2 = -F_1. \tag{2.15}$$

§ 2.10. Закон всемирного тяготения

Идея о том, что между любыми телами существует взаимодействие (дальнодействие) высказывалась очень давно. Античные ученые утверждали, что части целого стремятся к воссоединению. Анаксагор полагал, что если бы Луна не двигалась, она упала бы на Землю, как падает камень, выпущенный из пращи. Формулируя законы движения планет, Кеплер высказал предположение о существовании силы, обратно пропорциональной расстоянию, а тяжесть рассматривал как стремление всех тел друг к другу. Заслуга Ньютона в том, что он обосновал и сформулировал закон тяготения, записал его в математической форме и непосредственными вычислениями показал его справедливость для разных тел Солнечной системы. Исходным в рассуждениях Ньютона было то, что всем телам на поверхности Земли сила тяжести сообщает при их свободном падении ускорение g, равное приблизительно 981 см/с^2.

Допустим, что сила тяжести изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния тела от центра Земли. Тогда, например, Луна, находящаяся от центра Земли на расстоянии приблизительно в 60 земных радиусов, должна испытывать ускорение g' в 60^2 раз меньше, чем ускорение на поверхности Земли, т. е.

$$g' = \frac{g}{60^2} = \frac{981}{3600} \text{ см/с}^2 = 0{,}27 \text{ см/с}^2.$$

Из механики известно, что для точки, равномерно движущейся по кругу, центростремительное ускорение $w = \omega^2 r$, где ω — угловая скорость точки, а r — радиус круга.

Принимая орбиту Луны за окружность с приближенным радиусом $r = 60 \cdot 6400$ км, а период обращения Луны вокруг Земли равным примерно 27,3 средних суток (сидерический месяц), получим центростремительное ускорение орбитального движения Луны

$$w = \left(\frac{2\pi}{27{,}3 \cdot 86400}\right)^2 \cdot 60 \cdot 6400 \cdot 10^5 \text{ см/с}^2 = 0{,}27 \text{ см/с}^2.$$

Полученные одинаковые числа для g' и w означают, что силу, которая удерживает Луну на ее орбите (силу притяжения), можно рассматривать как силу земной тяжести, ослабленную пропорционально отношению квадратов расстояний от центра Земли до Луны и до поверхности Земли. Повторив те же рассуждения для Солнца и планет, Ньютон сделал вывод о том, что сила тяжести тождественна силе

взаимного тяготения, действующей между всеми телами Вселенной, и сформулировал следующую теорему: силы, которыми главные планеты постоянно отклоняются от прямолинейного движения и удерживаются на своих орбитах, направлены к Солнцу и обратно пропорциональны квадратам расстояния от его центра.

На основании того, что сила, удерживающая планеты на их орбитах, тождественна силе тяжести, действующей на поверхности Земли, Ньютон обобщил эту теорему и выразил ее в форме закона всемирного тяготения.

Каждые две частицы материи притягивают взаимно друг друга, или тяготеют друг к другу, с силой, прямо пропорциональной произведению их масс и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними.

Математически закон всемирного тяготения Ньютона записывается так:

$$F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}, \tag{2.16}$$

где m_1 и m_2 — массы частиц, r — расстояние между ними, G — коэффициент пропорциональности, равный силе, с которой притягиваются друг к другу две частицы с единичными массами и находящиеся на единичном расстоянии друг от друга.

Коэффициент G называется *постоянной тяготения* или *гравитационной постоянной* и, согласно новейшим измерениям, численно равен в системе СИ

$$G = 6{,}6726 \cdot 10^{-11} \cdot \text{Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2} \simeq 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ \text{м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2},$$

или в системе СГС

$$G = 6{,}6726 \pm 0{,}0005 \cdot 10^{-8}\ \text{см} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}.$$

Поэтому две частицы с массами по 1 г каждая, находящиеся на расстоянии 1 см одна от другой, притягиваются друг к другу с силой в $1/(15 \cdot 10^6)$ дин.

В астрономии расстояния между Солнцем и планетами часто выражаются в астрономических единицах (а. е.), массы небесных тел — в массах Солнца, а время — в средних солнечных сутках (§ 1.15). В этой системе единиц, предложенной К. Гауссом, постоянная тяготения $G = k^2 = 0{,}00029591$, а величина $k = 0{,}01720209895 \approx 1/58$ называется *гауссовой постоянной*.

Во втором законе Ньютона масса выступает как отношение силы к ускорению, вызываемому этой силой (*инерционная масса*). Согласно закону всемирного тяготения, масса порождает поле тяготения, определяемое гравитационной постоянной G. Это приводит к понятию *гравитационной массы*. Равенство инерционной и гравитационной масс ниоткуда не следует, хотя экспериментально оно установлено с относительной погрешностью меньше 10^{-12}. Предположение о тождественности обеих масс называется *принципом эквивалентности* и лежит в основе *общей теории относительности* (ОТО).

Рассмотрим теперь некоторые следствия из законов Ньютона для гравитационно взаимодействующих двух масс m_1 и m_2.

1. Две материальные частицы притягивают друг друга с одинаковыми по величине и противоположно направленными силами F, но получают при этом разные ускорения, обратно пропорциональные их массам. Действительно, от силы тяготения F масса m_1 получает ускорение $w_1 = Gm_2/r^2$, направленное к m_2, а масса m_2 — ускорение $w_2 = Gm_1/r^2$, направленное к m_1. Отсюда

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Например, ускорение Земли от притяжения ее Луной меньше ускорения Луны от притяжения ее Землей во столько же раз, во сколько раз масса Луны меньше массы Земли.

2. Относительное ускорение двух материальных точек $w_{от}$ равно разности ускорений $w_1 - w_2$, и так как w_1 и w_2 направлены в противоположные стороны, то

$$w_{от} = G\frac{m_1 + m_2}{r^2},$$

т. е. $w_{от}$ пропорционально сумме масс частиц.

Следовательно, ускорение при относительном движении имеет такую же величину, как и в случае, если бы масса обеих частиц $(m_1 + m_2)$ была сосредоточена в одной из них. Поэтому при решении задачи о движении двух притягивающихся материальных точек мы можем считать, что сила создается одним неподвижным центром с массой $m = m_1 + m_2$, и исследовать движение только одной материальной точки под действием этой силы.

3. Две материальные точки с массами m_1 и m_2, находящиеся на равных расстояниях от третьей материальной точки с массой m, притягиваются последней с разными силами

$$F_1 = G\frac{mm_1}{r^2} \quad \text{и} \quad F_2 = G\frac{mm_2}{r^2},$$

но в силу принципа эквивалентности получают одинаковые по абсолютной величине ускорения

$$|w_1| = |w_2| = G\frac{m}{r^2}.$$

Поскольку закон всемирного тяготения Ньютона справедлив для материальных точек, то для реальных тел, строго говоря, он не выполняется. Реальные тела можно лишь приблизительно считать материальными точками при условии, что расстояния между ними значительно превышают их размеры.

Понятие о потенциале. Для того чтобы пробную массу m, находящуюся на расстоянии r_1 от точечной массы M и притягивающуюся ею по закону всемирного тяготения, перенести на расстояние $r_2 > r_1$, необходимо затратить работу

$$dA = \frac{GM}{r^2}(r_2 - r_1),$$

где r — некоторое среднее значение, причем $r_1 < r < r_2$. Для близких точек можно принять в качестве r среднее геометрическое $r = \sqrt{r_1 r_2}$. Тогда получим

$$dA = \frac{GM}{r_1} - \frac{GM}{r_2}.$$

Функция $U = -GM/r$ называется *потенциалом массы* M в точке r и равна потенциальной энергии единичной массы, принесенной из бесконечности в эту точку. При $r \to \infty$ потенциал $U \to 0$. Чтобы пробную массу унести в бесконечность, необходимо затратить работу. Следовательно, во всех конечных точках пространства энергия U отрицательна.

Потенциальная энергия шарообразного тела. Если из бесконечности на поверхность шарообразного тела с массой M и радиусом R упадет масса dm, то поле тяготения совершит работу $dA = GM/(Rdm)$, и на такую величину уменьшится потенциальная энергия тела $M + dm$. Если это делать всякий раз равномерно и постепенно наращивать от нуля всю массу M, то получится тело сферической

структуры, в котором плотность зависит только от расстояния до центра. Выполняя операцию интегрирования, можно найти полную потенциальную энергию такого тела. Она оказывается по порядку величины равной

$$E_{\text{пот}} = -\frac{GM^2}{R}. \tag{2.17}$$

Точное значение ее зависит от распределения масс по глубине. Для однородного шара, например, $E_{\text{пот}} = (-3/5)(GM^2/R)$.

Для обоснования закона всемирного тяготения Ньютон сравнивал ускорение движения Луны вокруг Земли с ускорением свободного падения g. Однако, долгое время ему не удавалось установить, как Земля притягивает тело на своей поверхности. Это обстоятельство, по-видимому, сильно задержало публикацию закона всемирного тяготения, по крайней мере до тех пор, пока он не доказал следующее утверждение.

Частица, находящаяся вне сферической поверхности, притягивается к центру сферы с силой, обратно пропорциональной квадрату ее расстояния от центра сферы.

Из этой теоремы, очевидно, следует, что тела, обладающие сферически-симметричным распределением масс, притягиваются как материальные точки, расположенные в их центрах.

В силу принципиальной важности этой теоремы мы приведем ее доказательство, упростив его, однако, рассмотрением не сил, а потенциальной энергии пробной массы, находящейся вне притягивающего ее сферического слоя.

Теорема Ньютона. Рассмотрим сферу с радиусом R, по которой равномерно распределен бесконечно тонкий слой вещества так, что на каждую единичную площадь сферы приходится единичная масса (рис. 2.9). Пусть K — точка вне сферы или на ней ($r \geqslant R$). Докажем что потенциал U в точке K равен $U = 4\pi GR^2/r$, т. е. такой же, как и от точечной массы $M = 4\pi GR^2/r$, расположенной в центре сферы.

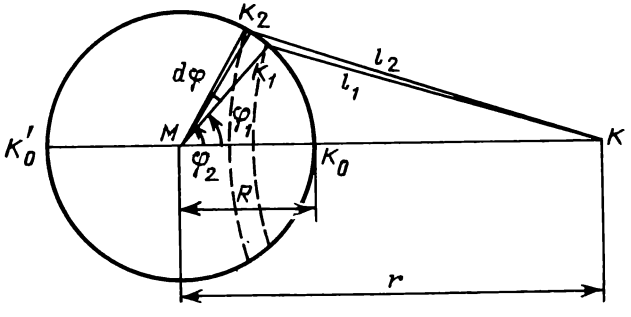


Рис. 2.9. К расчету потенциала, создаваемого сферой

Рассмотрим потенциал dU, создаваемый на расстоянии $r > R$ от центра шаровым поясом, вырезаемым из сферы поверхностями двух конусов с углами при вершинах φ_1 и φ_2, угол между которыми составляет $d\varphi$ (рис. 2.9). Изменению угла φ от φ_1 до φ_2 на $d\varphi$ соответствует увеличение расстояния от элементов шарового слоя до точки r на $dl = l_2 - l_1$.

Площадь поверхности шарового слоя (в нашем случае численно равная его массе), очевидно, равна длине дуги $Rd\varphi$, умноженной на 2π и на радиус

кольца $R\sin\varphi$, где $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$. В силу симметрии относительно оси KK_0', в точке r шаровой слой создает потенциал

$$dU = -\frac{G \cdot 2\pi R^2 \sin\varphi\, d\varphi}{l}.$$

Дифференцируя полученное из треугольника MK_1K по теореме косинусов выражение

$$l^2 = r^2 + R^2 - 2rR\cos\varphi,$$

найдем

$$\frac{R\sin\varphi\, d\varphi}{l} = \frac{dl}{r},$$

так что

$$dU = -\frac{G \cdot 2\pi R}{r}\, dl.$$

Таким образом, потенциал в точке r пропорционален dl. От всей сферы потенциал получится в результате суммирования всех dl, что дает $2R$ при изменении l от точки K_0, до K_0'. Следовательно,

$$U = -\frac{4\pi G R^2}{r},$$

что совпадает с потенциалом от той же массы, сконцентрированной в точке M. Очевидно, что однородный шар можно разбить на множество слоев, суммарный потенциал которых также будет удовлетворять доказанной теореме.

§ 2.11. Изменение силы тяжести на поверхности Земли

Сила тяжести на поверхности Земли есть равнодействующая двух сил: силы притяжения, направленной к центру масс Земли, и центробежной силы, направленной перпендикулярно к оси вращения Земли. Так как Земля сплюснута вдоль оси вращения, то сила притяжения у полюсов больше, чем в других местах, и уменьшается к экватору.

Кроме того, центробежная сила действует против силы притяжения. Поэтому сила тяжести на поверхности Земли уменьшается при переходе от полюсов к экватору.

Разница в ускорении свободного падения на полюсе и на экваторе составляет $g_{90} - g_0 = (983{,}2 - 978{,}0)$ см/с^2 $= 5{,}2$ см/с^2. Около 2/3 этой разности возникает за счет центробежного ускорения на земном экваторе и около 1/3 — за счет сплюснутости Земли.

Среднее значение ускорения свободного падения на поверхности Земли принимается равным $g = 981$ см/с^2.

Результаты измерений ускорения свободного падения в различных точках земной поверхности показали отклонения (*возмущения*) силы тяжести по сравнению с ее нормальным ходом, соответствующим эллипсоиду. Эти отклонения называются *аномалиями силы тяжести* и объясняются тем, что строение земной коры и мантии неоднородно как в отношении видимых наружных масс (горных массивов и т. п.), так и в отношении плотностей горных пород, составляющих земную кору.

Ряд мелких неоднородностей в строении верхних слоев земной коры вызывают местные аномалии силы тяжести, охватывающие небольшие районы. Местные аномалии свидетельствуют о наличии залежей ископаемых, обладающих либо очень большой плотностью (например, руды металлов), либо очень маленькой плотностью (например, залежи нефти, каменной соли).

§ 2.12. Природа тяготения и его роль в астрономии

До создания теории строения атома были известны два типа взаимодействий между макроскопическими телами: *гравитационное*, описываемое законом всемирного тяготения (2.16), и *электромагнитное*, выражаемое уравнениями Максвелла. В обоих случаях силы, связанные с этими взаимодействиями, убывают обратно пропорционально квадрату расстояния и прямо пропорционально определенным характеристикам тел: массе в случае тяготения и заряду в электростатике. В природе имеются только два типа зарядов, противоположное действие которых в обычных телах, как правило, компенсирует друг друга. Поэтому для движения небесных тел типа звезд, планет, галактик и т. д. решающими являются гравитационные силы, и закон всемирного тяготения оказывается одним из наиболее важных законов природы, используемых в астрономии. В сочетании с другими законами механики он позволяет объяснить движение планет и искусственных тел в Солнечной системе, звезд в звездных скоплениях и в Галактике, изучить динамику других звездных систем. Тяготением определяется форма большинства небесных тел и, в частности, близость к сферичности звезд и планет. Закон всемирного тяготения в сочетании с законами кинетической теории газов позволяет выявить важнейшие закономерности внутреннего строения звезд и их эволюции. Гравитационные силы во многом определяют свойства атмосфер звезд и планет и характер происходящих в них явлений.

Закон всемирного тяготения в классической формулировке Ньютона справедлив только для относительно слабых гравитационных полей, создаваемых обычными телами с не слишком большими значениями плотности. Для сильных гравитационных полей, а также для движений с очень большими скоростями (соизмеримыми со скоростью света) более точное описание движения дает общая теория относительности (ОТО), которая является теорией тяготения, учитывающей влияние распределения масс на свойства пространства и времени.

С помощью общей теории относительности удается объяснить некоторые тонкие закономерности движения ближайшей к Солнцу планеты — Меркурия. ОТО существенна для понимания природы сверхплотных тел (нейтронные звезды и черные дыры). На ней основана вся современная космология, т. е. теория строения и эволюции Вселенной в целом.

Важность тяготения при рассмотрении движения тел не означает, что в космических условиях не играют роли другие типы взаимодействий. Например, электромагнитные взаимодействия оказываются весьма существенными в тех случаях, когда приходится иметь дело с движением ионизованного газа (плазмы) в магнитном поле.

Электромагнитные взаимодействия также важны в большинстве микроскопических (атомных) процессов, в результате которых возникает наблюдаемое излучение небесных тел.

В масштабе отдельных атомов, т. е. в микромире, гравитационное взаимодействие сохраняется, но электромагнитное взаимодействие, скажем, протона и электрона неизмеримо сильнее гравитационного, которым можно просто пренебречь. В атомном ядре, где частицы сближаются значительно сильнее, чем в атоме, проявляются еще два новых типа взаимодействия, характер которых менее известен, чем первых двух. По-видимому, их действие убывает с расстоянием значительно быстрее, чем в законах Ньютона и Кулона. Одно из этих взаимодействий в масштабах ядра атома оказывается самым сильным из всех известных. Это взаимодействие принято называть *сильным*. Оно обеспечивает ядерные реакции синтеза в звездах. Другое взаимодействие по некоторым характеристикам оказывается сильнее гравитационного, но слабее электрического. Его называют *слабым* взаимодействием;

примером может служить обратный бета-распад протона — процесс, с которого начинается большинство ядерных реакций в недрах звезд.

Таким образом, мы видим, что в астрономии приходится иметь дело со всеми видами взаимодействий, известными в природе. Однако в первую очередь и чаще всего мы встречаемся с гравитацией.

§ 2.13. Движение материальной точки под действием силы тяготения (задача двух тел)

Кеплер проявил необычайную изобретательность и затратил огромное количество труда, чтобы на основании наблюдений, т. е. эмпирически, получить свои три закона движения планет. Ньютон, завершив начинание Галилея, нашел более общие принципы, из которых, в частности, следуют законы Кеплера, причем в более общем виде, чем их нашел Кеплер. Поэтому вывод законов Кеплера из законов Ньютона имеет принципиальное значение, и мы постараемся в этом параграфе дать их строгие доказательства.

Будем решать задачу двух тел, используя свойства векторов. Помимо известных действий сложения и разложения, с векторами можно делать и другие математические операции (умножение, дифференцирование и т. п.).

Произведение векторов может быть двух типов: векторное и скалярное.

Скалярным произведением двух векторов **a** и **b** называется скаляр **c**, определяемый выражением

$$\mathbf{c} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = ab \cos \alpha, \tag{2.18}$$

где α — угол между векторами **a** и **b**, приведенными к общему началу.

Векторным произведением векторов **a** и **b** называется вектор **c**, перпендикулярный плоскости параллелограмма, построенного на векторах **a** и **b** как на сторонах и с длиной, равной его площади, т. е.

$$|\mathbf{c}| = |[\mathbf{ab}]| = ab \sin \alpha. \tag{2.19}$$

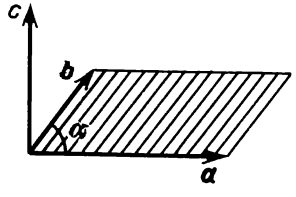


Рис. 2.10. Векторное произведение

Направление вектора **c** выбирается по правилу винта: если смотреть с конца вектора **c**, то кратчайший поворот **a** к **b** должен быть против часовой стрелки (рис. 2.10). Векторное произведение будем обозначать квадратными скобками, а сами векторы жирным шрифтом: [**ab**].

Заметим, что из определения векторного произведения следует его некоммутативность

$$[\mathbf{ab}] = -[\mathbf{ba}].$$

Кроме того, очевидно, что

$$[\mathbf{aa}] = 0.$$

Уравнение движения в задаче двух тел. Рассмотрим инерциальную систему отсчета x', y', z' (рис. 2.11 *а*). Пусть векторы $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ изображают положение двух тел с массами m_1 и m_2. Для определенности будем их называть Солнце и планета.

Движение обоих тел происходит под действием двух сил, $\mathbf{F}_{12}$ и $\mathbf{F}_{21}$, одинаковых по величине, но противоположно направленных. Величина этих сил определяется массами тел и длиной вектора $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$. По направлению сила $\mathbf{F}_{21}$, действующая

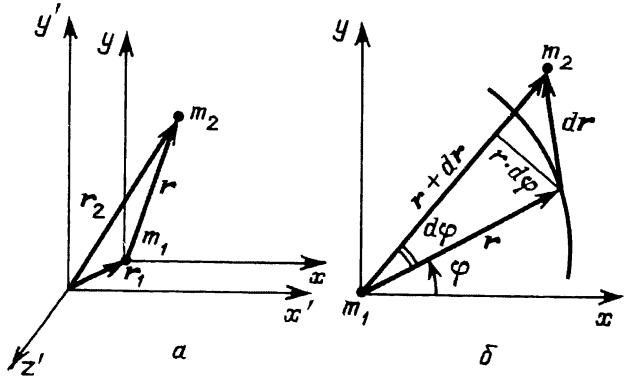


Рис. 2.11. Относительное движение двух тел

со стороны тела m_2 на тело m_1, параллельна вектору $\mathbf{r}$, а сила $\mathbf{F}_{12}$ антипараллельна ему, так как именно она вызывает движение планеты вокруг Солнца. Поэтому

$$|\mathbf{F}_{12}| = |\mathbf{F}_{21}| = \frac{Gm_1m_2}{r^2},$$

или, учитывая, что $\mathbf{r}/r$ — единичный вектор в направлении от m_1 к m_2,

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{Gm_2m_1}{r^3}\,\mathbf{r} \quad \text{и} \quad \mathbf{F}_{12} = -\frac{Gm_1m_2}{r^3}\,\mathbf{r}. \tag{2.20}$$

Запишем второй закон Ньютона для движения планеты и Солнца:

$$m_2\,\frac{d\mathbf{v}_2}{dt} = -\frac{Gm_1m_2}{r^3}\,\mathbf{r}, \quad m_1\,\frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = \frac{Gm_1m_2}{r^3}\,\mathbf{r}. \tag{2.21}$$

Вычитая почленно уравнения (2.21) одно из другого, получим уравнение движения планеты относительно Солнца

$$m_2\,\frac{d(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1)}{dt} = -m_2\,\frac{G(m_1 + m_2)}{r^3}\,\mathbf{r}. \tag{2.22}$$

Будем теперь рассматривать вектор $\mathbf{r}$ как радиус-вектор в некоторой полярной системе отсчета (r, φ) с полюсом в точке m_1 (рис. 2.11 *б*). Эта система в общем случае неинерциальна: в данном случае она является гелиоцентрической (см. § 2.9). Обозначая

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1 \quad \text{и} \quad M = m_1 + m_2, \tag{2.23}$$

получим

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{GM}{r^3}\mathbf{r}. \tag{2.24}$$

Таким образом, движение тела m_2 относительно m_1 происходит так же, как и в инерциальной системе, но при условии, что в полюсе сосредоточена сумма масс обоих тел.

Покажем, что из уравнения (2.24) следуют законы Кеплера. Начнем со второго из них, так как он потребуется для вывода первого.

Второй закон Кеплера. Пользуясь определением производной, можно показать, что произведения векторов дифференцируются по тем же правилам, что и произведения скалярных величин.

Рассмотрим производную по времени от момента скорости

$$\frac{d}{dt}[\mathbf{rv}] = \left[\mathbf{r}\,\frac{d\mathbf{v}}{dt}\right] + \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt}\,\mathbf{v}\right].$$

Очевидно, что оба слагаемых в правой части этого выражения равны нулю, так как в них векторно перемножаются коллинеарные векторы: ускорение $\frac{d\mathbf{v}}{dt}$ направлено вдоль действия центральной силы параллельно вектору $\mathbf{r}$, а $\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}$ по определению скорости. Следовательно,

$$\frac{d}{dt}[\mathbf{rv}] = 0 \quad \text{и} \quad [\mathbf{rv}] = \left[\mathbf{r}\,\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right] = \mathbf{C}, \tag{2.25}$$

т. е. момент вектора скорости есть *постоянный вектор* $\mathbf{C}$. Очевидно, что он определяет неизменную плоскость орбиты относительного движения планеты, проходящую через центральное тело.

По определению векторного произведения (2.19) длина вектора $[\mathbf{r}d\mathbf{r}]$ равна удвоенной площади треугольника dS, построенного на векторах $\mathbf{r}$ и $d\mathbf{r}$ (рис. 2.11 *б*). Поэтому

$$C = 2\,\frac{dS}{dt} = 2 \cdot \frac{1}{2} r^2\,\frac{d\varphi}{dt} \quad \text{или} \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{C}{r^2}. \tag{2.26}$$

Константа C называется секторной скоростью и является модулем вектора $\mathbf{C}$. Она означает постоянство площади, заметаемой радиус-вектором за единицу времени. Таким образом, мы приходим к следующей уточненной формулировке второго закона Кеплера (или закона площадей):

радиус-вектор, характеризующий положение движущегося тела относительно неподвижного центрального тела в задаче двух тел, всегда лежит в неизменной плоскости орбиты и за равные промежутки времени описывает площади равной величины (см. рис. 2.6).

Первый закон Кеплера. Запишем уравнения (2.21) для движения тела m_1 в полярной системе координат (r, φ) в проекции на оси x и y, как это изображено на рис. 2.11 *б*:

$$\begin{aligned} x &= r\cos\varphi, & \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{dv_x}{dt} = -\frac{GM}{r^2}\cos\varphi; \\ y &= r\sin\varphi, & \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{dv_y}{dt} = -\frac{GM}{r^2}\sin\varphi. \end{aligned} \tag{2.27}$$

Поделим эти уравнения почленно на уравнения (2.26). Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{d\varphi} &= -\frac{GM}{C}\cos\varphi, & dv_x &= -\frac{GM}{C}d(\sin\varphi); \\ \frac{dv_y}{d\varphi} &= -\frac{GM}{C}\sin\varphi, & dv_y &= +\frac{GM}{C}d(\cos\varphi). \end{aligned} \tag{2.28}$$

Функции, дифференциалы которых равны, могут различаться лишь на постоянные величины, которые мы обозначим соответственно через A и B,

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{GM}{C}\sin\varphi + A, \\ v_y &= \frac{GM}{C}\cos\varphi + B. \end{aligned} \tag{2.29}$$

Выберем направление оси x так, чтобы при $\varphi = 0$ скорость была направлена только вдоль оси y, т. е. $v_x = 0$. Тогда $A = 0$. Продифференцируем выражения для x и y из формул (2.27) с целью получить выражения для левых частей уравнений (2.29). Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{dr}{dt}\cos\varphi - r\sin\varphi\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{GM}{C}\sin\varphi + A, \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{dr}{dt}\sin\varphi + r\cos\varphi\frac{d\varphi}{dt} = \frac{GM}{C}\cos\varphi + B. \end{aligned}$$

Исключая из этих уравнений $\frac{dr}{dt}$ умножением первого на $-\sin\varphi$, а второго на $\cos\varphi$, и почленным сложением, получим с учетом, что $A = 0$

$$r\frac{d\varphi}{dt} = \frac{GM}{C} + B\cos\varphi.$$

Исключим $\frac{d\varphi}{dt}$ с помощью закона площадей (2.26):

$$\frac{1}{r} = \frac{GM}{C^2} + \frac{B}{C}\cos\varphi.$$

Введя обозначения

$$\frac{C^2}{GM} = p \quad \text{и} \quad \frac{BC}{GM} = e, \tag{2.30}$$

получим общее уравнение конических сечений в полярных координатах с полюсом в фокусе кривой

$$r = \frac{p}{(1 + e\cos\varphi)}. \tag{2.31}$$

Величина p называется *параметром*, а e — *эксцентриситетом* кривой второго порядка. Из четности функции косинуса следует, что кривая, изображаемая уравнением (2.31), симметрична относительно прямых $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$. Поскольку при $e < 1$ замена e на $-e$ и φ на $\pi - \varphi$ не меняет вида кривой, то в этом случае имеется еще одна ось симметрии, параллельная оси y, и, следовательно, второй фокус. Линия замкнута и образует эллипс. Его уравнение относительно второго фокуса, очевидно, имеет вид[5)]

$$r = \frac{p}{(1 - e\cos\varphi)}. \tag{2.32}$$

Если $e = 1$, ветви кривой уходят в бесконечность при $\varphi = \pi$ (или $\varphi = 0$ для уравнения вида (2.32)). При $e > 1$ существуют две асимптоты при $\cos\varphi = -1/e$ (гипербола). При $e = 0$ орбита — окружность.

[5)] На рис. 2.6 это, очевидно, фокус F_1.

Таким образом, первый закон Кеплера в уточненном виде можно сформулировать так:

под действием силы тяготения одно небесное тело движется относительно другого по одному из конических сечений: гиперболе, параболе или эллипсу (в предельном случае — по прямой или окружности).

В этой формулировке первый закон Кеплера справедлив не только для одной планеты, обращающейся вокруг Солнца, но и для любой кометы, орбита которой может быть как эллиптической, так и параболической или гиперболической.

Свойства эллиптической орбиты. Эллиптическое движение — наиболее важный случай задачи двух тел. Рассмотрим эллипс с центром симметрии в точке O и фокусами F_1 и F_2 (см. рис. 2.6). При $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ из уравнения (2.31) получаем радиус-векторы, соответствующие наименьшему значению радиус-вектора в *перицентре* (*перигелии* для околосолнечной орбиты) $p/(1+e)$ и наибольшему в *апоцентре* (*афелии*) $p/(1-e)$. С помощью формул (2.3) и (2.4) получаем

$$p = a(1-e^2) \tag{2.33}$$

и расстояние фокусов от центра

$$F_1O = F_2O = ae.$$

Из треугольника F_1PF_2 по теореме косинусов (рис. 2.6)

$$r_2^2 = r_1^2 + 4a^2e^2 - 4aer_1 \cos\varphi.$$

Заменяя в третьем слагаемом $er_1 \cos\varphi$ на $a(1-e^2) + r_1$ (см. 2.32), получаем, что

$$r_1 + r_2 = 2a,$$

т. е. определение эллипса, использованное в § 2.7. Отсюда, в частности, следует, что (см. рис. 2.6)

$$F_1B = F_2B = a$$

и малая полуось эллипса OB составляет

$$b = a\sqrt{1-e^2}.$$

Интегрируя уравнение эллипса, получаем, что площадь эллипса равна

$$S_{\text{эл}} = \pi ab. \tag{2.34}$$

Третий закон Кеплера. Константа закона площадей (2.26) равна удвоенной площади эллипса S, поделенной на период обращения T:

$$C = \frac{2S}{T} = \frac{2\pi a^2}{T}\sqrt{1-e^2}.$$

Учитывая соотношения (2.30), (2.33) и (2.34), получаем

$$\frac{4\pi^2a^4(1-e^2)}{T} = a(1-e^2)\,CM,$$

откуда, учитывая, что $M = m_1 + m_2$, находим строгую математическую формулировку третьего закона Кеплера

$$\frac{T^2}{a^3}(m_1+m_2) = \frac{4\pi^2}{G} \tag{2.35}$$

или в словесной форме:

отношение квадрата сидерического периода обращения двух тел к кубу среднего расстояния между ними, умноженное на сумму масс обоих тел, есть универсальная постоянная.

Уточненный третий закон Кеплера играет особенно важную роль в астрономии, так как позволяет определить либо сумму масс обращающихся тел (как, например, в случае двойных звезд), либо массу центрального тела, как в случае тел Солнечной системы, если массой спутника можно пренебречь или его относительная масса известна из каких-либо дополнительных соображений.

§ 2.14. Закон сохранения энергии и типы орбит в задаче двух тел

Умножим почленно уравнение (2.24) скалярно на $\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$. Тогда получим

$$\mathbf{v}\,\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{GM}{r^3}\,\mathbf{r}\,\frac{d\mathbf{r}}{dt}. \tag{2.36}$$

Поскольку

$$\mathbf{v}\,\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{2}\,\frac{d(\mathbf{v}\mathbf{v})}{dt} = \frac{1}{2}\,\frac{d}{dt}\,v^2$$

и, аналогично,

$$\mathbf{r}\,\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{1}{2}\,\frac{d}{dt}\,(r^2) = r\,\frac{dr}{dt},$$

выражение (2.36) можно записать в виде

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{v^2}{2}\right) = -\frac{GM}{r^2}\,\frac{dr}{dt} = GM\,\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r}\right),$$

или как дифференциал разности

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r}\right) = 0,$$

который означает, что выражение $(v^2/2) - (GM/r)$ — константа. Обозначим ее через E_0. Тогда получим закон сохранения энергии в виде

$$\frac{v^2}{2} + \left(-\frac{GM}{r}\right) = E_0. \tag{2.37}$$

Первое слагаемое в формуле (2.37) — кинетическая энергия единичной массы, движущейся со скоростью v, второе слагаемое $U = -GM/r$ — потенциал массы M в точке r (см. § 2.10).

Итак,

сумма кинетической энергии пробного тела, движущегося относительно центрального тела, и его потенциальной энергии в поле тяготения этого тела есть величина постоянная.

Зависимость типа траектории от скорости. Константа E_0 в формуле (2.37) определяет характер движения в задаче двух тел, а также относительную скорость

$$v^2 = 2E_0 + \frac{2GM}{r}. \tag{2.38}$$

Если $E_0 > 0$, то радиус-вектор неограничен, а скорость всегда отлична от нуля: при $r \to \infty$ она стремится к постоянной величине $\sqrt{2E_0}$. Следовательно, чем дальше от центрального тела, тем движение ближе к инерциальному с постоянной скоростью. Траектория является гиперболой, ветви которой асимптотически приближаются к двум прямым.

Если $E_0 = 0$, то движение также не ограничено, но на бесконечности скорость убывает до нуля. Траектория является параболой. В любой точке параболы скорость тела

$$v = v_p = \sqrt{\frac{2MG}{r}}, \tag{2.39}$$

а для гиперболы всегда

$$v > v_p. \tag{2.40}$$

Для этих двух случаев характер движения зависит только от начальной скорости. Таким образом, *параболическая скорость* v_p — минимальная скорость, при которой тело навсегда покидает центральную массу M, если оно удалено от нее на расстояние r.

Если $E_0 < 0$, то, вводя обозначение $r_1 = -GM/E_0$, из формулы (2.38) получим

$$-\frac{2GM}{r_1} + \frac{2GM}{r} = v^2 > 0,$$

или

$$r < r_1 = -\frac{GM}{E_0},$$

так что движение ограничено сверху расстоянием r_1.

Если при этом тело не падает на центральное, то модуль радиус-вектора $|\mathbf{r}|$ превышает некоторое значение r_2, так что в итоге радиус-вектор оказывается ограниченным и сверху, и снизу

$$r_2 < r < r_1,$$

и движение происходит по эллипсу. Поскольку $E_0 < 0$, можно ввести $a = -GM/2E_0 > 0$. Тогда формула (2.38) примет вид

$$v^2 = GM\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \tag{2.41}$$

Можно доказать, что a — большая полуось орбиты. Важный частный случай этой формулы получается при $r = a$:

$$v = v_c = \sqrt{\frac{GM}{a}} = \frac{v_p}{\sqrt{2}}, \tag{2.42}$$

где v_c — круговая скорость. Это движение по окружности, при котором $\mathbf{v}$ всегда перпендикулярно $\mathbf{r}$.

На рис. 2.12 приведен пример возможных траекторий движения тела m относительно центрального, находящегося в точке C, если начальная скорость направлена вдоль mb перпендикулярно mC.

При $v > v_p$ тело m движется по гиперболе, при $v = v_p$ — по параболе и при $v < v_p$ — по эллипсу. При этом частный случай кругового движения разделяет два типа эллипсов, для которых точка C — ближний или дальний фокус от точки m.

Гиперболическая орбита определяется теми шестью элементами, что и эллиптическая (см. § 2.8), только вместо большой полуоси $a = \infty$ дается перигелийное расстояние q. Параболическая орбита определяется пятью элементами: i, Ω, ω, t_0 и q, так как для параболы $a = \infty$ и $e = 1$.

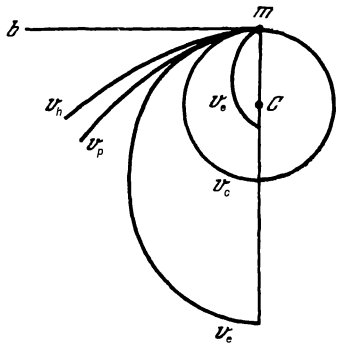


Рис. 2.12. Траектории движений с различной начальной скоростью

Теорема вириала. Как отмечалось в § 2.7, круговая скорость, определяемая формулой (2.42), является средним геометрическим экстремальных значений скорости в эллиптическом движении (формулы (2.5) и (2.6)). Отсюда следует, что круговое движение с $r = a$ характеризует среднее движение планеты, определенное не менее, чем за период. Это движение обладает замечательным свойством, вытекающим из формул (2.42) и (2.37). Запишем с их помощью кинетическую энергию единицы массы

$$W_k = \frac{v_c^2}{2} = \frac{GM}{2a} = -\frac{U}{2} = -E_0. \qquad (2.42\text{ а})$$

Таким образом,

для ограниченного движения средняя кинетическая энергия за достаточно большой промежуток времени равна модулю полной энергии, а также модулю половины потенциальной (гравитационной) энергии.

Такой же вывод получится, если рассмотреть суммарную среднюю энергию множества тел или частиц, в том числе и тепловых движений частиц газа. В общем виде эта теорема механики была доказана немецким физиком Р. Клаузиусом в 1870 г. и носит название *теоремы вириала*. Теорема вириала в виде (2.42 а) справедлива для среднего значения суммарной кинетической энергии любых невырожденных систем частиц, движущихся в ограниченной области пространства под действием сил, обратно пропорциональных квадрату расстояния.

§ 2.15. Возмущенное движение

Если бы какое-нибудь тело Солнечной системы притягивалось только Солнцем, то оно двигалось бы вокруг Солнца точно по законам Кеплера. Такое движение, соответствующее решению задачи двух тел, называют *невозмущенным*. В действительности же все тела Солнечной системы притягиваются не только Солнцем, но и друг другом. Поэтому ни одно тело в Солнечной системе не может точно двигаться по эллипсу, параболе, гиперболе и тем более по окружности. Отклонения в движениях тел от законов Кеплера называются *возмущениями*, а реальное движение тел — *возмущенным движением*. Возмущения тел Солнечной системы имеют очень сложный характер, и их учет чрезвычайно труден, хотя они сравнительно и невелики, так как массы этих тел по сравнению с массой Солнца очень малы

(общая их масса меньше 1/700 массы Солнца). Возмущения можно рассматривать как различие между положениями светила при возмущенном и невозмущенном движениях, а возмущенное движение тела представлять как движение по законам Кеплера с переменными элементами его орбиты.

Зависимость элементов орбиты тела от времени вследствие притяжения его другими телами, помимо центрального, называется *возмущениями* или *неравенствами элементов*.

Возмущения описываются суммой линейной и множества периодических функций с различными значениями периодов. Линейные члены называются *вековыми возмущениями*, а остальные слагаемые — *периодическими возмущениями*. Такое представление возмущений следует из обычно используемого метода приближенного решения дифференциальных уравнений движения планет под действием их взаимного притяжения. Коэффициенты в функциях, представляющих возмущения, как правило, весьма малы, однако за достаточно большой промежуток времени вековые возмущения могут стать сколь угодно большими.

Наибольший интерес представляют вековые возмущения больших полуосей, эксцентриситетов и углов наклона орбит планет, поскольку именно они определяют характер устойчивости Солнечной системы.

Как следует из теории движения планет, вековые возмущения элементов орбит a, e и i чрезвычайно малы, и есть основания полагать, что Солнечная система устойчива по крайней мере в течение весьма длительных промежутков времени, возможно достигающих даже нескольких миллиардов лет.

Из остальных элементов орбиты — долгота восходящего узла Ω и долгота перигелия π — подвержены значительным вековым возмущениям, которые в силу малости эксцентриситетов и наклонений орбит планет практически не изменяют общую конфигурацию Солнечной системы.

Дальнейшее уточнение теории движения планет приводит к появлению квадратичных и кубических по времени возмущений элементов орбит. Согласно теории, вполне возможно, что сумма таких возмущений может представлять собой начальные члены разложения в степенной ряд некоторой периодической функции. В этом случае изменение всех элементов будет ограниченным. Все же вопрос об устойчивости Солнечной системы на неограниченном интервале времени пока остается открытым.

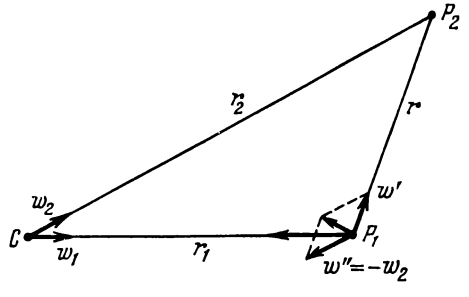


Рис. 2.13. Возмущающая сила

Пусть имеются три небесных тела: Солнце C с массой M, планета P_1 с массой m_1 на расстоянии r_1 от центра Солнца и планета P_2 с массой m_2 на расстоянии r_2 от центра Солнца и на расстоянии r от планеты P_1 (рис. 2.13). Все три тела действуют друг на друга по закону всемирного тяготения Ньютона.

Солнце получает ускорение

$$w_1 = G\frac{m_1}{r_1^2}$$

по направлению CP_1 от планеты P_1 и ускорение

$$w_2 = G\frac{m_2}{r_2^2}$$

по направлению CP_2 от планеты P_2.

Рассмотрим движение планеты P_1 относительно Солнца. В этом случае на планету P_1 будут действовать силы, вызывающие следующие ускорения:

$$w = G\frac{M + m_1}{r_1^2} \qquad \text{по направлению } P_1C,$$

$$w' = G\frac{m_2}{r^2} \qquad \text{по направлению } P_1P_2, \text{ и}$$

$$w'' = -w_2 = G\frac{m_2}{r_2^2} \qquad \text{по направлению, параллельному } P_2C.$$

Первое ускорение w есть ускорение относительного движения, вызванное притяжением Солнца; оно обусловливает движение планеты P_1 вокруг Солнца по законам Кеплера.

Ускорения w' и w'' составляют ускорение *возмущающей силы* и обусловливают отклонения в движении планеты P_1 от законов Кеплера. Возмущающая сила, следовательно, состоит из двух сил: из силы действия планеты P_2 на планету P_1 и из силы действия планеты P_2 на Солнце. Так как ускорение w'' откладывается в сторону, противоположную w_2, то

ускорение от возмущения есть разность векторов ускорений, вызываемых возмущающим телом на планете и на Солнце.

Как видно из рис. 2.13, возмущающая сила (возмущающее ускорение) в общем случае не направлена к возмущающему телу, т. е. к планете P_2. Возмущающая сила будет направлена точно к возмущающему телу P_2 только в том случае, если тела P_1 и P_2 находятся на одной прямой с Солнцем, и притом оба по одну сторону от него (в порядке CP_1P_2 или CP_2P_1). Если же тела P_1 и P_2 находятся на одной прямой с Солнцем, но по разные стороны от него (P_1CP_2), то возмущающая сила направлена от возмущающего тела. Величина и направление возмущающей силы вследствие движения тел непрерывно меняются.

§ 2.16. Возмущение движения Луны

Для Луны центральным телом является Земля, а основным возмущающим телом — Солнце.

Притяжения планет также влияют на движение Луны, но вызываемые ими возмущения сравнительно невелики и во много раз меньше возмущений, вызываемых Солнцем. Притяжение Солнца сообщает Луне ускорение

$$w = G\frac{M}{r_1^2},$$

где M — масса Солнца, а r_1 — расстояние Луны от Солнца.

Земля же притягивает Луну с силой, сообщающей Луне ускорение

$$g = G\frac{m}{r^2},$$

где m — масса Земли, а r — расстояние Луны от Земли.

Разделив первое ускорение на второе, получим

$$\frac{w}{g} = \frac{M}{m}\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2.$$

Так как $M/m = 333\,000$ (см. § 2.19), а $r/r_1 = 1/390$, то сила притяжения Луны Солнцем в два с лишним раза больше силы притяжения Луны Землей. Но на движение Луны относительно Земли влияет не сила притяжения ее Солнцем, а разность притяжений Солнцем Луны и Земли (см. § 2.15). Поскольку ускорение Земли от притяжения Солнцем

$$w' = G\frac{M}{a^2},$$

где a — расстояние Земли от Солнца, то, следовательно, возмущающее ускорение w_1 движения Луны равно разности ускорений w и w'.

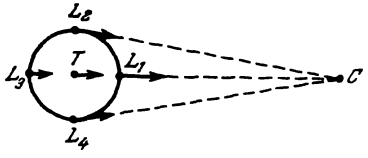


Рис. 2.14. Возмущающая сила в движении Луны

Наибольшего значения ускорение w_1, а следовательно, и возмущающая сила, достигает тогда, когда Луна L_1 находится между Солнцем C и Землей T (рис. 2.14). В этом случае возмущающее ускорение

$$w_1 = \frac{GM}{(a-r)^2} - \frac{GM}{a^2} = GM\,\frac{2ar - r^2}{(a-r)^2a^2}.$$

Так как r мало по сравнению с a, то $a - r$ мало отличается от a и скобки в знаменателе можно заменить на a^2, а в числителе пренебречь величиной r^2. Тогда

$$w_1 \approx G\frac{2rM}{a^3}.$$

В положении L_3 (рис. 2.14) ускорение, сообщаемое Луне Солнцем, почти такое же. Действительно, в этом случае

$$w_3 = \frac{GM}{a^2} - \frac{GM}{(a+r)^2} \approx G\frac{2rM}{a^3}.$$

Таким образом, ускорение, возмущающее движение Луны, обратно пропорциональна не квадрату, а кубу расстояния до возмущающего тела (Солнца), и величина ее составляет

$$\frac{w_1}{g} = 2\frac{M}{m}\left(\frac{r}{a}\right)^3,$$

т. е. приблизительно 1/90 от ускорения Луны Землей.

В положениях L_1 и L_3 возмущение сила Солнца увеличивает расстояние между Землей и Луной. В положениях L_2 и L_4 возмущение несколько сближает Луну и Землю, так как силы, с которыми Солнце притягивает их, в этих случаях равны по величине, а направления сил сходятся под острым углом.

§ 2.17. Приливы и отливы

Так как размеры Земли не бесконечно малы по сравнению с расстояниями до Луны и Солнца, то, независимо от формы Земли, действие силы лунного и солнечного притяжения на разные точки Земли неодинаково. В результате появляется возмущающая сила, действующая на эти точки соответственно различным расстояниям и направлениям от этих точек до притягивающего тела. Если бы Земля была абсолютно твердым телом, т. е. ее вещество не могло бы изменять своего положения относительно центра Земли, то под действием этих возмущающих сил в теле Земли

появились бы только силы натяжения. Но Земля — не абсолютно твердое тело, поэтому действие возмущающих сил на отдельные ее участки вызывает явления, которые называются *приливами* и *отливами*.

Допустим для простоты, что твердая поверхность Земли со всех сторон равномерно покрыта океаном (рис. 2.15). Луна притягивает к себе каждую частицу твердой поверхности Земли и каждую каплю воды в океане, сообщая им ускорения, обратно пропорциональные квадрату расстояния между частицей и центром Луны. Равнодействующая ускорений, сообщаемых твердым частицам, проходит через центр Земли T и равна

$$w_T = G\frac{m}{r^2},$$

где m — масса Луны, а r — расстояние центра Луны от центра Земли. Что же касается воды океана, то в точке A ускорение больше, чем w_T, а в точке B оно меньше w_T, так как

$$w_A = G\frac{m}{(r-R)^2} \quad \text{и} \quad \omega_B = G\frac{m}{(r+R)^2},$$

где R — радиус Земли.

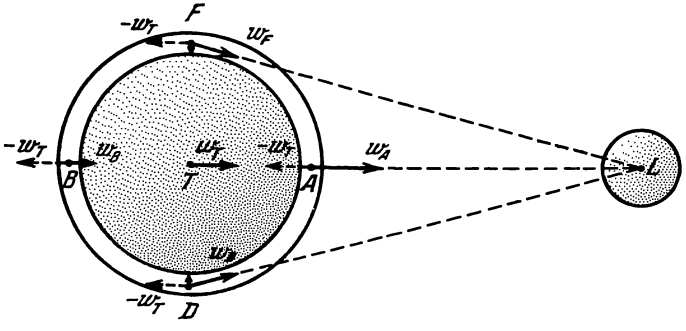


Рис. 2.15. Образование приливов

Относительное ускорение (относительно центра Земли) в точке A равно разности $w_A - w_T$, т. е.

$$w_A - w_T = Gm\left[\frac{1}{(r-R)^2} - \frac{1}{r^2}\right] \quad \text{или} \quad w_A - w_T = Gm\,\frac{2rR - R^2}{(r-R)^2 r^2}.$$

Так как радиус Земли R по сравнению с расстоянием до Луны r — величина малая, то в числителе можно пренебречь членом R^2, а в знаменателе вместо разности $(r-R)^2$ оставить только r^2. Тогда

$$w_A - w_T = Gm\,\frac{2R}{r^3} \approx 1 \text{ мкм/с}^2.$$

Эта разность ускорений направлена от центра Земли, так как $w_A > w_T$. Разность ускорений $w_B - w_T$ по величине примерно такая же и направлена также от центра Земли, поскольку $w_B < w_T$. Следовательно, в точках A и B действие Луны ослабляет силу тяжести на земной поверхности.

В точках F и D ускорения w_F и w_D, сообщаемые Луной, направлены под тупым углом к ускорению, обратному ускорению в точке T; равнодействующие

ускорения здесь направлены почти к центру Земли. Следовательно, в точках F и D действие Луны увеличивает силу земной тяжести.

В промежуточных точках окружности между F и A, A и D равнодействующие ускорения направлены в сторону точки A, а между F и B, B и D — в сторону точки B. Если эти равнодействующие ускорения разложить по радиусу и по касательной, то в промежуточных точках получается небольшое усилие или ослабление силы земной тяжести и, что особенно важно, получаются ускорения, направленные к точке A на одной стороне Земли (FAD) и к точке B — на другой (FBD). Действие этих ускорений приводит к тому, что вода в океане стремится на одной половине Земли к точке A, где Луна находится в зените, а на другой половине — к точке B, где Луна находится в надире.

Следовательно, под действием лунного притяжения водная оболочка Земли принимает форму эллипсоида, вытянутого по направлению к Луне, и близ точек A и B будет прилив, а у точек F и D — отлив.

Вследствие вращения Земли приливные выступы образуются в каждый следующий момент уже в новых местах земной поверхности. Поэтому за промежуток времени между двумя последовательными верхними (или нижними) кульминациями Луны, равный в среднем 24^h52^m, приливные выступы обойдут вокруг всего земного шара, и за это время в каждом месте произойдет два прилива и два отлива.

Под действием солнечного притяжения водная оболочка Земли также испытывает приливы и отливы, но солнечные приливы в 2,2 раза меньше лунных. Действительно, ускорение приливообразующей силы Солнца равно

$$GM_\odot \frac{2R}{a^3},$$

где $M_\odot$ — масса Солнца, а a — расстояние Земли от Солнца. Разделив ускорение приливообразующей силы Луны на это ускорение, получим

$$\frac{m}{M_\odot}\left(\frac{a}{r}\right)^3 \approx 2{,}2\,,$$

так как $M_\odot = 333\,000$ масс Земли, $m \approx 1/81$ массы Земли и $a = 390r$. Следовательно, приливная сила Солнца в 2,2 раза меньше приливной силы Луны. Солнечные приливы отдельно не наблюдаются, они только изменяют величину лунных приливов.

Во время новолуний и полнолуний (сизигий) солнечный и лунный приливы наступают одновременно, действия Луны и Солнца складываются и наблюдается самый большой прилив. Во время первой и последней четверти (так называемых квадратур) в момент лунного прилива происходит солнечный отлив, и действие Солнца вычитается из действия Луны: наблюдается наименьший прилив.

В действительности явление приливов и отливов гораздо сложнее. Земля не везде покрыта океаном и приливная волна (приливной выступ), пробегая по поверхности океана, встречает на своем пути сложные береговые линии материков, различные формы морского дна, и испытывает при этом трение. Как правило, в силу указанных причин момент прилива не совпадает с моментом кульминации Луны, а запаздывает приблизительно на один и тот же промежуток времени, иногда доходящий до шести часов. Этот промежуток времени называется *прикладным часом*. Высота прилива в разных местах также не одинакова. Во внутренних морях, например в Черном и Балтийском, приливы ничтожны — всего в несколько сантиметров.

В океане, вдали от побережья, величина прилива не превышает 1 м, но у берегов, в зависимости от их очертаний и глубины моря, приливы могут достигать значительной высоты. Так, например, в Пенжинской губе (Охотское море) наибольшая

высота прилива 12,9 м, в заливе Фробишера (южное побережье острова Баффинова Земля) — 15,6 м, а в заливе Фанди (Атлантическое побережье Канады) — 18 м.

Приливы и отливы испытывает также и земная атмосфера, что сказывается на изменениях атмосферного давления. Приливные явления обнаружены и в земной коре, с амплитудой порядка 0,5 м. Трение приливной волны в твердой части Земли вызывает систематическое замедление ее вращения (см. § 4.7).

§ 2.18. Задача трех и более тел

Определение движения трех тел, взаимно притягивающих друг друга с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними, называется *задачей трех тел*. Общеее аналитическое решение этой задачи, позволяющее получить формулы для расчета траекторий движения этих тел, до сих пор не найдено. Поэтому в настоящее время приходится ограничиваться приближенными решениями, находимыми численными методами.

Однако известно 5 частных точных решений для специальных начальных значений взаимных расстояний и скоростей. В этих решениях отношения расстояний между всеми тремя телами во время движения остаются постоянными. Три таких решения имеют место, когда все три тела находятся на одной прямой в любой из трех возможных последовательностей расположения (третье тело либо между двумя другими, либо справа или слева от обоих). Такое движение называется *коллинеарным*. Эти три решения были найдены Л. Эйлером, который значительно продвинул вперед теорию планетных движений в ряде своих работ 1747–1771 гг.

Затем Ж. Лагранж в 1772 г. нашел еще два решения, когда треугольник, образованный тремя движущимися телами, сохраняется равносторонним, вращаясь либо по, либо против часовой стрелки. Решив задачу в общем виде, он показал, что в системе трех гравитирующих масс всего возможно только 5 вышеперечисленных расположений одного тела относительно двух других, при которых движение устойчиво. Эти пять точек принято называть *точками Лагранжа*.

Таким образом, если заданы массы тел m_1, m_2 и m_3 (рис. 2.16), а также расположение на плоскости двух из них, то рассматриваемые частные случаи движения в этой плоскости получаются при расположении тела m_3 в одной из пяти точек L_1, L_2, L_3, L_4, L_5. Точки L_1, L_2 и L_3 располагаются на прямой, соединяющей обе заданные массы, причем L_1 — между ними, L_2 — справа, а L_3 — слева от них. Точки Лагранжа L_4 и L_5 находятся в вершинах двух равносторонних треугольников $m_1m_2L_4$ и $m_1m_2L_5$. Лагранж показал, что если третье тело находится в одной из этих пяти точек и обладает определенным значением начальной скорости, то конфигурация, которую образуют все три тела, всегда остается подобной самой себе, а движение всех тел происходит по коническим сечениям одинакового вида. В итоге возможны следующие случаи:

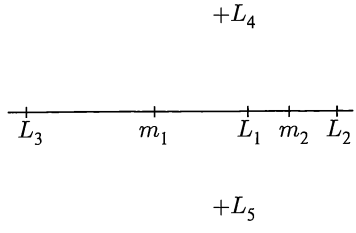


Рис. 2.16.

1) три тела расположены на одной прямой и обращаются, оставаясь на ней, вокруг общего центра масс;

2) три тела расположены в вершинах равностороннего треугольника и обращаются вокруг общего центра масс так, что треугольник остается все время равносторонним.

Лагранж считал, что найденные им решения имеют чисто теоретическое значение. Однако в XIX в. были открыты две группы астероидов (малых планет), движения которых приблизительно соответствуют второму решению Лагранжа (см. § 9.14). Первое решение позволяет изучить движение газовых струй в оболочках тесных двойных систем, о чем речь пойдет в § 10.12.

Задача определения движений четырех и более тел (*задача n тел*), притягивающих друг друга по закону Ньютона, еще более сложна, чем задача трех тел, и до сих пор также не решена. Поэтому при исследовании движений n тел, например тел Солнечной системы, применяется метод вычисления возмущений, позволяющий найти приближенное решение задачи, которое на определенном интервале времени достаточно близко к точному решению. Вычисление возмущений для тел Солнечной системы — одна из самых важных, но очень трудных задач небесной механики, ныне значительно облегченной благодаря применению электронно-счетных машин.

Одним из достижений небесной механики является открытие планеты Нептун, которую, по–видимому, случайно впервые наблюдал еще Галилей.

В 1781 г. английский астроном Уильям Гершель открыл новую большую планету, получившую название Уран, которую раньше принимали за звезду и неоднократно, почти в течение целого столетия, определяли ее координаты. Когда по этим координатам стали вычислять орбиту Урана, то оказалось, что в его движении даже после учета всех возмущений от известных тогда больших планет имеются отклонения от кеплерова движения. Для объяснения этих остаточных отклонений было сделано предположение, что они вызываются действием еще одной неизвестной планеты, и перед астрономией возникла задача: по возмущениям в движении Урана определить положение (координаты) возмущающей планеты. Эта трудная математическая задача была решена почти одновременно, независимо друг от друга, французским ученым Леверье и английским — Адамсом. 23 сентября 1846 г. немецкий астроном Галле нашел предполагаемую планету на расстоянии всего лишь около 1° от той точки неба, которую указал ему Леверье по своим вычислениям. Новая планета получила название Нептун.

Открытие Нептуна, сделанное, по выражению Энгельса, на «кончике пера», является убедительным доказательством справедливости закона всемирного тяготения Ньютона, хотя вычисленная орбита планеты впоследствии оказалась сильно отличающейся от действительной. Является ли история с открытием Нептуна делом случая или свидетельством сложности задачи, можно узнать из дополнительной литературы (см. Список литературы).

§ 2.19. Определение масс небесных тел

Закон всемирного тяготения Ньютона позволяет измерить одну из важнейших физических характеристик небесного тела — его массу.

Массу небесного тела можно определить: а) из измерений силы тяжести на поверхности данного тела (гравиметрический способ); б) по третьему (уточненному) закону Кеплера; в) из анализа наблюдаемых возмущений, производимых небесным телом в движениях других небесных тел.

Первый способ постоянно используется на Земле и несколько раз применялся на Луне. Он заключается в следующем.

На основании закона тяготения ускорение силы тяжести на поверхности Земли

$$g = G\frac{m}{R^2},$$

где m — масса Земли, а R — ее радиус. Отсюда масса Земли

$$m = \frac{gR^2}{G}. \tag{2.43}$$

Ускорение силы тяжести g (точнее, ускорение составляющей силы тяжести, обусловленной только силой притяжения), так же как и радиус Земли R, определяется из непосредственных измерений на поверхности Земли (см. § 2.11 и 3.2). Постоянная тяготения G достаточно точно определена из опытов Кавендиша и Йолли, хорошо известных в физике.

С принятыми в настоящее время значениями величин g, R и G по формуле (2.43) получается масса Земли:

$$m = 5{,}976 \cdot 10^{27} \text{ г} \approx 6 \cdot 10^{24} \text{ кг}.$$

Зная массу Земли и ее объем, легко найти среднюю плотность Земли. Она равна 5,5 г/см^3.

Третий, уточненный закон Кеплера позволяет определить соотношение между массой Солнца и массой планеты, если у последней имеется хотя бы один спутник и известны его расстояние от планеты и период обращения вокруг нее.

Действительно, движение спутника вокруг планеты подчиняется тем же законам, что и движение планеты вокруг Солнца и, следовательно, уравнение (2.35) может быть записано в этом случае так:

$$\frac{T^2(M+m)}{t_c^2(m+m_c)} = \frac{a^3}{a_c^3},$$

где M, m и m_c — массы Солнца, планеты и ее спутника, T и t_c — периоды обращений планеты вокруг Солнца и спутника вокруг планеты, a и a_c — расстояния планеты от Солнца и спутника от планеты соответственно.

Разделив числитель и знаменатель левой части дроби этого уравнения на m и решив его относительно масс, получим:

$$\left(\frac{M}{m}+1\right) : \left(1+\frac{m_c}{m}\right) = \frac{t_c^2 a^3}{T^2 a_c^3}. \tag{2.44}$$

Отношение M/m для всех планет очень велико; отношение же m_c/m, наоборот, мало (кроме Земли и ее спутника Луны), и им можно пренебречь. Тогда в уравнении (2.44) останется только одно неизвестное отношение M/m, которое легко из него определяется. Например, для Юпитера определенное таким способом обратное отношение равно 1 : 1 050.

Так как масса Луны, единственного спутника Земли, сравнительно с земной массой достаточно велика, то отношением m_c/m в уравнении (2.44) пренебрегать нельзя. Поэтому для сравнения массы Солнца с массой Земли необходимо предварительно определить массу Луны. Точное определение массы Луны являлось довольно трудной задачей, решавшейся путем анализа тех возмущений в движении Земли, которые вызываются Луной. Однако с развитием космической техники для этой цели с успехом используются искусственные спутники Луны.

Под влиянием лунного притяжения Земля должна описывать в течение месяца эллипс вокруг общего центра масс системы Земля—Луна.

По точным определениям видимых положений Солнца в его долготе были обнаружены изменения с месячным периодом, называемые *лунным неравенством*. Наличие лунного неравенства в видимом движении Солнца указывает на то, что центр

Земли действительно описывает небольшой эллипс в течение месяца вокруг общего центра масс системы Земля—Луна, расположенного внутри Земли на расстоянии 4 650 км от центра Земли. Это позволяет определить отношение массы Луны к массе Земли. Положение центра масс системы Земля—Луна было найдено также из наблюдений малой планеты Эрос в 1930–1931 гг. По возмущениям в движениях искусственных спутников Земли и параметрам обращения искусственных спутников Луны получено наиболее точное значение отношения масс Луны и Земли, равное 1 : 81,30.

С известным отношением масс Луны и Земли из уравнения (2.44) получается, что масса Солнца $\mathfrak{M}_\odot$ в 333 000 раз больше массы Земли, т. е.

$$\mathfrak{M}_\odot \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ г} = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}.$$

Зная массу Солнца и отношение этой массы к массе любой другой планеты, легко определить массу этой планеты.

Массы планет, не имеющих спутников (Меркурий, Венера) в прошлом определялись из анализа тех возмущений, которые они производят в движении других планет или комет. Так, например, массы Венеры и Меркурия вычислялись по тем возмущениям, которые они вызывают в движении Земли, Марса, некоторых малых планет (астероидов и кометы Энке—Баклунда, а также по возмущениям, производимым ими друг на друга).

В настоящее время для этой цели используют космические аппараты, например типа «Венера», для определения массы планет Венера, Меркурий и т. д. Долгое время большая неопределенность была с определением массы Плутона до тех пор, пока не было установлено, что он представляет собой двойную систему Плутон—Харон.

Из наблюдений этой системы были определены период обращения Харона вокруг Плутона и радиус его почти круговой орбиты. Затем по формуле (2.44) была вычислена общая масса этой системы.

§ 2.20. Движение искусственных спутников Земли

Запуском 4 октября 1957 г. в СССР первого в мире искусственного спутника Земли человечество открыло новую эру в своей истории — эру создания искусственных небесных тел.

Хотя движение искусственных небесных тел подчиняется тем же законам, что и движение естественных, некоторые особенности их орбит и условия, определяющие характер их движения, заслуживают отдельного рассмотрения.

Искусственные спутники Земли (ИСЗ) выводят на орбиту с помощью двух- или многоступенчатых ракет. Последняя ступень ракеты сообщает спутнику определенную скорость на заданной высоте. Тело, запущенное горизонтально на высоте h от поверхности Земли, станет ИСЗ, если его скорость в этот момент будет удовлетворять некоторым условиям.

Если скорость запуска точно равна круговой скорости на данной высоте h, то тело будет двигаться по круговой орбите.

Если эта скорость превышает круговую, то тело будет двигаться по эллипсу, причем перигей этого эллипса окажется в точке выхода на орбиту.

Если же сообщенная скорость несколько меньше круговой, а высота h достаточно большая, то тело также будет двигаться по эллиптической орбите, но в этом случае точка выхода на орбиту станет апогеем.

Масса искусственного спутника ничтожно мала в сравнении с массой Земли, и ею можно пренебречь; тогда круговая скорость v_c на расстоянии $r = R + h$

от центра Земли, согласно (2.42) и (2.43), будет

$$v_c = \sqrt{\frac{Gm}{R+h}} = \sqrt{\frac{gR^2}{R+h}}, \tag{2.45}$$

где m — масса Земли, R — ее радиус, g — ускорение свободного падения у поверхности Земли, h — высота точки запуска спутника от поверхности Земли.

У воображаемого спутника, движущегося по окружности у самой поверхности Земли ($h = 0$), при $R = 6{,}378 \cdot 10^6$ м и $g = 9{,}81$ м/с^2 скорость должна быть равна

$$v_{1к} = 7{,}91 \text{ км/с}.$$

Скорость $v_{1к}$ называется *первой космической скоростью* относительно Земли. Однако, из-за наличия вокруг Земли атмосферы спутник, движущийся у самой ее поверхности, реально существовать не может. Поэтому запуск ИСЗ производится на некоторой высоте h ($h > 150$ км). Круговая скорость на высоте h меньше первой космической скорости $v_{1к}$ и определяется из уравнения (2.45) или по формуле

$$v_c = v_{1к}\sqrt{\frac{R}{R+h}}.$$

Элементы орбиты ИСЗ зависят от места и времени его запуска, от величины и направления начальной скорости. Связь между большой полуосью a орбиты спутника и его начальной скоростью v_0, согласно формуле (2.41), определяется формулой

$$v_0^2 = Gm\left(\frac{2}{r_0} - \frac{1}{a}\right),$$

где r_0 — расстояние точки выхода ИСЗ на орбиту от центра Земли.

Обычно запуск ИСЗ производится горизонтально, точнее, перпендикулярно к радиальному направлению. Эксцентриситет орбиты e при горизонтальном запуске равен

$$e = 1 - \frac{q}{a},$$

где q — расстояние *перигея* (ближайшей точки орбиты от центра Земли).

В случае эллиптической орбиты (рис. 2.17) $q = a\,(1-e) = R + h_п$, где $h_п$ — линейная высота перигея над поверхностью Земли. Расстояние *апогея* (наиболее удаленной точки орбиты от центра Земли) $Q = a(1+e) = R + h_а$, где $h_а$ — высота апогея над земной поверхностью. Если запуск произведен в перигее, то $r_0 = q = R + h_п$.

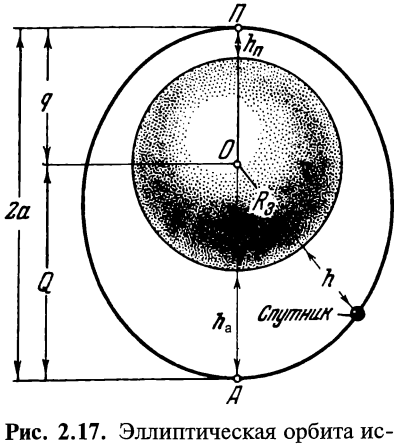


Рис. 2.17. Эллиптическая орбита искусственного спутника Земли (ИСЗ)

Зависимость формы орбиты ИСЗ от начальной скорости, с которой он выведен на орбиту, показана на рис. 2.18. Если в точке K спутнику сообщена горизонтальная скорость, равная круговой для этого расстояния от центра Земли, то он будет двигаться по круговой орбите (I). Если начальная скорость в точке K

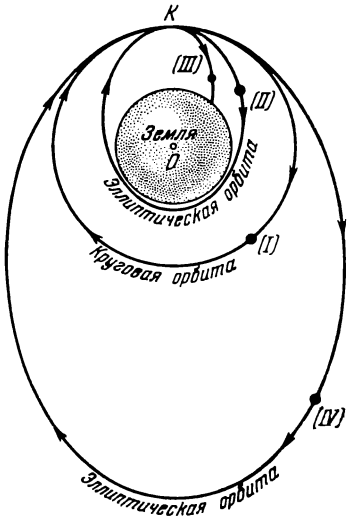


Рис. 2.18. Зависимость формы орбиты ИСЗ от начальной скорости

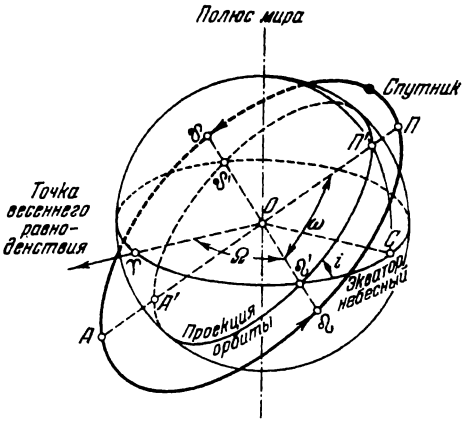


Рис. 2.19. Орбита ИСЗ и ее проекция на небесную сферу

меньше соответствующей круговой, то спутник будет двигаться по эллипсу (II), а при очень малой скорости — по эллипсу (III), сильно вытянутому и пересекающему поверхность Земли; в этом случае запущенный спутник упадет на поверхность Земли, не совершив и одного оборота. Если скорость в точке K больше соответствующей круговой, но меньше соответствующей параболической, спутник будет двигаться по эллипсу (IV).

Примерное расположение эллиптической орбиты спутника в пространстве показана на рис. 2.19. Здесь i — наклонение орбиты к экватору Земли, Ω — восходящий узел орбиты, $\mathfrak{V}$ — нисходящий узел, Π — перигей орбиты, A — апогей орбиты, Υ — точка весеннего равноденствия, Ω — прямое восхождение восходящего узла, ω — угловое расстояние перигея от восходящего узла.

Период обращения ИСЗ определяется по третьему закону Кеплера (2.35). Он равен

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{Gm}}\, a^{3/2},$$

или, если иметь в виду (2.43),

$$T = \frac{2\pi}{R\sqrt{g}}\, a^{3/2}.$$

Если a выражать в километрах, то при $R = 6\,370$ км и $g = 9{,}81$ м/с^2 период обращения спутника получится в минутах из следующей формулы:

$$T = 1{,}659 \cdot 10^{-3} a^{3/2}.$$

Основных причин, изменяющих орбиту ИСЗ, две: действие экваториального утолщения Земли и влияние сопротивления атмосферы Земли. Оба фактора порождают небольшие периодические возмущения всех элементов орбиты спутника.

Важная особенность влияния сжатия Земли — это отсутствие вековых возмущений большой полуоси, наклонения и эксцентриситета орбиты. Три остальных

элемента имеют значительные вековые возмущения. Из-за влияния сжатия Земли орбита спутника прецессирует («пятится» назад) вокруг оси вращения Земли. По этой же причине она также вращается в своей плоскости. Направление и скорость вращения орбиты существенно зависят от ее наклона к экватору Земли. Влияние сжатия Земли на движение спутника убывает с увеличением расстояния до Земли.

Совсем иной характер имеют возмущения от торможения спутника в атмосфере Земли. Плотность атмосферы быстро убывает с высотой. Торможение в перигее орбиты оказывается сильнее, чем в апогее, что приводит к уменьшению высоты апогея и, следовательно, к уменьшению эксцентриситета орбиты. Но главный эффект торможения атмосферой — это монотонное уменьшение большой полуоси орбиты. Спутник приближается по спирали к поверхности Земли; в конце концов он входит в плотные слои атмосферы и сгорает в ней. По мере приближения спутника к Земле период его обращения, очевидно, уменьшается.

Кроме двух рассмотренных основных факторов, на движение ИСЗ также оказывают влияние: 1) отклонения формы Земли от сферической симметрии (помимо экваториального утолщения); 2) притяжение Луны и Солнца; 3) световое давление солнечного излучения; 4) приливные явления в земной атмосфере. Все эти факторы порождают малые периодические возмущения всех шести элементов орбиты и вековые возмущения долготы восходящего узла, углового расстояния перигея от восходящего узла и средней аномалии в эпоху M_0.

ИСЗ позволяют решать важнейшие практические задачи для жителей Земли в основном в следующих направлениях: 1) в качестве ретрансляторов для обеспечения дальней связи (например, в сетях INTERNET); 2) для получения глобальной информации о состоянии поверхности Земли и ее атмосферы для нужд метеорологии, биологической службы (обнаружение лесных пожаров, миграций животных и т. д.), геологической разведки и картографии, позволяя получать изображения любых участков земной поверхности, оборонных задач, служб спасения и т. д.; 3) ИСЗ служат геодезии, играя роль геодезических пунктов, от которых можно измерять расстояния и углы; наконец, 4) спутники, являясь пробными телами, движение которых подвержено влиянию множества факторов земной и космической природы, позволяют изучать все эти факторы. В частности, с помощью ИСЗ уточнено вращение Земли, а также изучено перемещение масс внутри нее.

§ 2.21. Движение космических аппаратов

Траектория космического аппарата состоит из двух основных типов участков: активного и пассивного. Движение на активном участке определяется в основном тягой реактивных двигателей и притяжением Земли. Пассивный участок траектории начинается с момента выключения двигателя. На пассивном участке космический аппарат движется под действием притяжения Земли и других тел Солнечной системы (Луны, Солнца, планет). При выполнении коррекции спутник снова выходит на активный участок траектории.

При предварительном расчете космических траекторий пользуются приближенной методикой, которая заключается в следующем. Если скорость аппарата в начале пассивного участка равна (или больше) параболической скорости (2.39) относительно Земли, то, если пренебречь возмущениями, космический аппарат будет двигаться относительно Земли по параболе (или по гиперболе) до тех пор, пока он не выйдет из сферы действия Земли или не войдет в сферу действия другого небесного тела.

Сферой действия какого-либо тела с массой m относительно другого тела с массой m' называется некоторая поверхность, внутри которой выполняется условие

$$\frac{\Delta g}{g} < \frac{\Delta g'}{g'},$$

где g и g' — гравитационные ускорения в поле тяготения тел m и m', а Δg и $\Delta g'$ — возмущающие ускорения соответственно со стороны m' и m. Средний размер этой области принято характеризовать величиной

$$\rho = r\left(\frac{m}{m'}\right)^{2/5},$$

называемой *радиусом сферы действия*, где r — расстояние между телами m и m'. Например, радиус сферы действия Земли относительно Солнца — 930 000 км, а радиус сферы действия Луны относительно Земли — 66 000 км.

Говорить в указанном смысле о сфере действия Солнца можно, строго говоря, лишь как об области пространства, определенной по отношению к звездам. Ниже мы для простоты будем понимать под сферой действия Солнца просто область околосолнечного пространства, за исключением сфер действия планет относительно Солнца.

Войдя в сферу действия другого небесного тела, космический аппарат будет двигаться дальше под действием силы притяжения этого тела. Притяжение Солнца перестанет оказывать на движение аппарата существенное влияние и будет играть роль возмущающей силы.

Характер дальнейшего движения космического аппарата зависит от его скорости на границе сферы действия небесного тела. Если эта скорость относительно небесного тела равна или больше параболической скорости, то аппарат, описав относительно небесного тела отрезок параболы или гиперболы, удалится от него, а затем выйдет из его сферы действия.

Таким образом, космический аппарат может упасть на поверхность любого тела Солнечной системы, но не может стать искусственным спутником. Наконец он может выйти из пределов Солнечной системы, если на границе сферы действия Земли с Солнцем его скорость больше параболической скорости относительно Солнца или был применен какой-либо гравитационный маневр.

Первой искусственной планетой стала советская космическая ракета, запущенная 2 января 1959 г.

Для того чтобы космический аппарат преодолел притяжение Земли и ушел в космическое пространство, необходимо в начале пассивного участка сообщить ему скорость, равную или бóльшую скорости

$$v_p = v_c\sqrt{2} = \sqrt{\frac{2Gm}{R+h}}, \tag{2.46}$$

где h — линейная высота начальной точки пассивного участка. У поверхности Земли $h = 0$ и

$$v_{2к} = v_{1к}\sqrt{2} = 11{,}2 \text{ км/с}.$$

Скорость $v_{2к}$ называется *второй космической скоростью* относительно Земли. Параболическая скорость на высоте h меньше второй космической скорости $v_{2к}$ и определяется из уравнения (2.46) или по формуле

$$v_p = v_{2к}\sqrt{\frac{R}{R+h}}.$$

Скорость космического аппарата в любой точке на пассивном участке (без учета возмущений) определяется по формуле

$$v^2 = Gm\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \tag{2.47}$$

Разность гелиоцентрической скорости аппарата $V_{\text{апп}}$ (определяющей форму его орбиты относительно Солнца) и гелиоцентрической скорости Земли V_3 называется *дополнительной скоростью* аппарата $V_{\text{доп}}$. С этой скоростью аппарат покидает сферу действия Земли относительно Солнца.

Начальная скорость космического аппарата v_0, согласно формуле (2.47), определяется из уравнения

$$v_0^2 = \frac{2Gm}{R+h} - \frac{Gm}{a}.$$

Скорость аппарата на расстоянии $r = \rho$ (где ρ — радиус сферы действия Земли), т. е. дополнительная скорость аппарата, согласно той же формуле (2.47), определяется из уравнения

$$V_{\text{доп}}^2 = \frac{2Gm}{\rho} - \frac{Gm}{a}.$$

Из двух последних уравнений получим

$$v_0^2 - V_{\text{доп}}^2 = \frac{2Gm}{R+h} - \frac{2Gm}{\rho}.$$

Первый член в правой части, согласно формуле (2.46), равен v_p^2, а второй при $\rho \to \infty$ обращается в нуль. Тогда начальная скорость космического аппарата определится по формуле

$$v_0 = \sqrt{v_p^2 + V_{\text{доп}}^2}. \tag{2.48}$$

Воспользуемся формулой (2.48) и рассчитаем, какова должна быть начальная скорость, чтобы космический аппарат, запущенный с поверхности Земли, покинул пределы Солнечной системы. В этом случае гелиоцентрическая скорость аппарата $V_{\text{апп}}$ должна быть равна параболической скорости относительно Солнца. Круговая скорость Земли относительно Солнца $V_c = 29{,}8$ км/с (см. § 2.7). Параболическая скорость относительно Солнца на расстоянии Земли от Солнца равна $V_p = V_c\sqrt{2} = 42{,}1$ км/с. Следовательно, гелиоцентрическая скорость космического аппарата должна быть равна $V_{\text{апп}} = V_p = 42{,}1$ км/с.

Если за гелиоцентрическую скорость Земли V_3 принять ее круговую скорость V_c, т. е. $V_3 = V_c = 29{,}8$ км/с, то при выходе космического аппарата из сферы действия Земли в направлении орбитального движения Земли его дополнительная скорость будет такой:

$$V_{\text{доп}} = V_p - V_c = (42{,}1 - 29{,}8)\ \text{км/с} = 12{,}3\ \text{км/с},$$

а при выходе в сторону, противоположную орбитальному движению Земли,

$$V_{\text{доп}} = V_p + V_c = 71{,}9\ \text{км/с}.$$

Тогда начальная скорость космического аппарата, согласно формуле (2.48), в первом случае будет равна

$$v_0 = \sqrt{(11{,}2)^2 + (12{,}3)^2}\ \text{км/с} = 16{,}6\ \text{км/с},$$

а во втором случае

$$v_0 = \sqrt{(11{,}2)^2 + (71{,}9)^2}\ \text{км/с} = 72{,}8\ \text{км/с}.$$

Следовательно, скорость, при которой запущенный с Земли космический аппарат может уйти за пределы Солнечной системы, сильно зависит от направления выхода аппарата из сферы действия Земли по отношению к направлению орбитального движения Земли и лежит в пределах

$$16{,}6 \leqslant v_0 \leqslant 72{,}8\ \text{км/с}$$

(без учета гравитационного маневра).

Минимальная скорость $v_{3к} = 16{,}6$ км/с называется *третьей космической скоростью относительно Земли*. Первый космический аппарат, который покинул пределы Солнечной системы, был «Пионер-10», запущенный в США в 1972 г.



Вопросы и упражнения к Главе 2

1. В чем сходство и в чем отличие в видимых движениях нижних и верхних планет?
2. Если можно, то как, непосредственно из наблюдений, не пользуюсь никакими теоретическими соображениями, установить сидерический период обращения планеты относительно Солнца?
3. Докажите теорему Аполлония: равномерное движение планеты по эпициклу в обратном направлении и центра эпицикла по деференту с той же угловой скоростью в прямом направлении равносильно такому же ее движению по деференту, но наблюдаемому из точки, удаленной от его центра на расстояние, равное радиусу эпицикла (т. е. движению по эксцентрику).
4. Докажите, что видимое движение планеты в системе Птолемея не изменится, если: 1) радиусы эпицикла и деферента изменить в одинаковое число раз; 2) в качестве эпицикла взять деферент, а эпицикл сделать деферентом.
5. Какие особенности системы Птолемея являются следствиями действительных движений в системе Коперника?
6. У какой планеты синодический период на 14 % превышает сидерический?
7. Где должны находиться планеты, у которых синодический период с точностью до 1 % равен 1 году?
8. Может ли планета не обнаруживать попятного движения в эпоху своего противостояния?
9. Какие из законов Кеплера были уточнены Ньютоном и в чем?
10. Солнце постоянно притягивает все планеты. Почему они не падают на него?
11. Доказать, что для эллиптической орбиты с полуосями a и b и эксцентриситетом e длина радиус-векторов
$$r_1 = a - ex \quad \text{и} \quad r_2 = a + ex,$$
где x — координата положения планеты в каноническом уравнении эллипса $x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$.
12. У внешней планеты вместо противостояния наблюдается едва заметное стояние. Как зависит эксцентриситет ее орбиты от большой полуоси?
13. Как возникли термины «внутренние» и «внешние» планеты?
14. Как из наблюдений можно определить отношение радиусов эпициклов и деферентов планет в системе Птолемея? Какой смысл это отношение имеет в системе Коперника?

Глава 3

Определение размеров, формы небесных тел и расстояний до них

§ 3.1. Определение радиуса Земли. Триангуляция

Согласно закону всемирного тяготения всякое массивное, изолированное тело, вращающееся вокруг оси с определенной (вообще говоря, не слишком большой) скоростью, должно принять форму, близкую к шару. Действительно, все наблюдаемые массивные небесные тела (Солнце, Луна, планеты) имеют формы, мало отличающиеся от шаров. Шарообразность Земли хорошо видна на ее фотографиях, полученных из космоса.

Шарообразность Земли позволяет определить ее размеры способом, который был впервые применен еще Эратосфеном в III в. до н. э. Идея этого способа проста. Возьмем на земном шаре две точки O_1 и O_2, лежащие на одном географическом меридиане (рис. 3.1). Обозначим длину дуги меридиана O_1O_2 (например, в километрах) через l, а ее угловое значение например, в градусах — через n°. Тогда длина дуги 1° меридиана будет равна $l_0 = l/n^\circ$, длина всей окружности меридиана $L = 360^\circ l_0 = 2\pi R$, где R — радиус земного шара. Отсюда

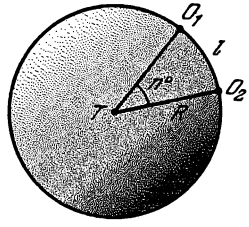


Рис. 3.1. Измерение радиуса земного шара

$$R = \frac{180^\circ l}{\pi n^\circ}.$$

Угловое значение дуги n° равно разности географических широт точек O_1 и O_2, т. е. $n^\circ = \varphi_1 - \varphi_2$, определение которых представляет простую астрометрическую задачу (см. § 5.8, 5.9).

Значительно сложнее определить линейное расстояние между точками O_1 и O_2. Непосредственное измерение расстояния по кратчайшей линии между этими точками, отстоящими одна от другой на сотни километров, невыполнимо вследствие естественных препятствий — гор, лесов, рек и т. п. Поэтому длина дуги l определяется путем вычислений с помощью специального способа, который требует непосредственного измерения только сравнительно небольшого расстояния — базиса и ряда углов. Этот способ разработан в геодезии и называется *триангуляцией*.

Суть метода триангуляции заключается в следующем. По обе стороны дуги O_1O_2 (рис. 3.2), длину которой необходимо определить, выбирается несколько точек $A, B, C, \ldots$ на расстояниях 30–40 км одна от другой. Точки выбираются так, чтобы из каждой были видны по меньшей мере две другие точки. Во всех

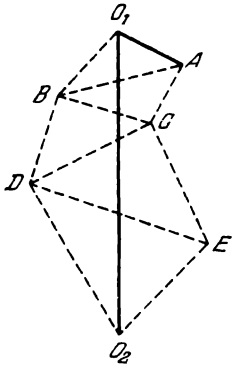


Рис. 3.2. Триангуляция

точках устанавливаются *геодезические сигналы* — вышки в форме пирамид — высотой в несколько десятков метров. Наверху сигнала устраивается площадка для наблюдателя и инструмента. Расстояние между какими-нибудь двумя точками, например O_1A, выбирается на совершенно ровной поверхности и принимается за *базис*. Длину базиса очень тщательно измеряют непосредственно с помощью специальных мерных лент. Наиболее точные современные измерения базиса длиной в 10 км производятся с ошибкой ± 2 мм. Затем устанавливают универсальный инструмент последовательно в точках $O_1, A, B, C, \ldots, O_2$ и измеряют все углы треугольников O_1AB, ABC, BCD, ... Зная в треугольнике O_1AB все углы и сторону O_1A (базис), можно вычислить и две другие его стороны O_1B и AB, а зная сторону AB и все углы треугольника ABC, можно вычислить стороны AC и BC и т. д. Иными словами, зная в этой цепи треугольников только одну сторону (базис) и все углы, можно вычислить длину ломаной линии O_1BDO_2 (или O_1ACEO_2). При этих вычислениях учитывается, что треугольники не лежат в одной плоскости. Далее, определив из точки O_1 азимут направления стороны O_1B (или O_1A), можно спроецировать ломаную линию O_1BDO_2 (или O_1ACEO_2) на меридиан O_1O_2, т. е. получить длину дуги O_1O_2 в линейных мерах.

§ 3.2. Размеры и форма Земли

Метод триангуляции впервые был применен Снеллиусом в 1615 г. при измерении дуги меридиана в Голландии. С тех пор и до настоящего времени в разных странах, на разных широтах было измерено много дуг на поверхности Земли и не только по меридианам, но и по параллелям. Все эти измерения показали, что длина дуги 1° меридиана не одинакова под разными широтами; около экватора она равна 110,6 км, а около полюсов 111,7 км, т. е. увеличивается к полюсам. Это означает, что кривизна земной поверхности меньше в полярных областях, чем в экваториальных. Следовательно, Земля отличается от шара и имеет несколько сплющенную форму, близкую к эллипсоиду вращения.

На протяжении последних полутора столетий неоднократно определялись элементы земного эллипсоида, размеры и форма которого наилучшим образом согласовывались с наиболее точными измерениями дуг. Фундаментальные определения были сделаны в СССР Ф. Н. Красовским и А. А. Изотовым в 1940 г. Согласно их исследованиям малая полуось сфероида, совпадающая с осью вращения Земли, равна $b = 6\,356{,}86$ км, а большая полуось, лежащая в плоскости экватора, $a = 6\,378{,}24$ км. Отношение $\varepsilon = (a - b)/a$, называемое *сжатием*, равно $1/298{,}3$.

Наиболее точные данные о размерах и форме Земли получают методами спутниковой геодезии, о которых подробно будет сказано в главе 5 (§ 5.18). Во время полета спутника выполняются специальные программы *альтиметрии*, включающие наряду с определением точных координат спутника измерения расстояний до поверхности океана и уточнения ее формы. В результате после снятия атмосферных и приливных возмущений определяется некоторая осредненная поверхность, называемая *топографической поверхностью моря*.

Поверхность, нормалями к которой в любой из ее точек являются отвесные линии, называется уровенной поверхностью, или поверхностью равновесия.

Уровенных поверхностей, как внутри Земли, так и охватывающих земную поверхность или пересекающихся с ней, можно провести бесчисленное множество.

Ближе всего к уровенной поверхности должна подходить средняя поверхность океана. Однако существование морских течений говорит о том, что поверхность открытого океана, строго говоря, не является уровенной из-за неодинаковости плотности воды в разных регионах.

Уровенная поверхность со значением потенциала в некоторой избранной точке на Земле называется геоидом.

Таким путем можно определить множество геоидов.

Согласно решениям XVII Генеральной ассамблеи Международного геодезического и геофизического союза (Канберра, 1979 г.), введены новые параметры земного эллипсоида: $a = 6\,378\,136$ м, $b = 6\,356\,751$ м, $\varepsilon = 1 : 298{,}257$, что очень близко к доспутниковым, приведенным выше, результатам.

Как правило, поверхность геоида отличается от топографической поверхности не более, чем на 3 м, а высоты геоида относительно эллипсоида не превышают ± 100 м (рис. 3.3).

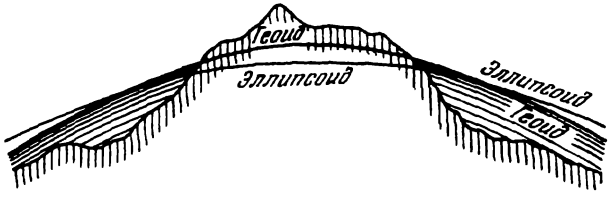


Рис. 3.3. Поверхность геоида и эллипсоида

Изучение поверхности Земли и внешнего гравитационного потенциала Земли является основной современной задачей высшей геодезии. Для подземных измерений особое значение приобретают уровенные поверхности потенциала силы тяжести, пересекающие реальную поверхность Земли.

§ 3.3. Определение расстояний до небесных светил

Определение расстояний до тел Солнечной системы основано на измерении их горизонтальных параллаксов, рассмотренных в § 1.23.

Зная горизонтальный экваториальный параллакс p_0 светила, легко определить его расстояние от центра Земли (см. рис. 1.19). Действительно, пусть TO есть экваториальный радиус Земли R_0, $TM = \Delta$ — расстояние от центра Земли до светила M, а угол p — горизонтальный экваториальный параллакс светила p_0. Из прямоугольного треугольника TOM имеем

$$\Delta = \frac{R_0}{\sin p_0}. \tag{3.1}$$

Для всех светил, кроме Луны, параллаксы очень малы. Поэтому формулу (3.1) можно написать иначе, положив

$$\sin p_0 = p_0'' \sin 1'' = \frac{p_0''}{206\,265''},$$

а именно,

$$\Delta = \frac{206\ 265'' R_0}{p_0''}. \tag{3.2}$$

Расстояние Δ получается в тех же единицах, в которых выражен, радиус Земли R_0. По формуле (3.2) определяются расстояния до тел Солнечной системы. Быстрое развитие радиотехники дало астрономам возможность определять расстояния до тел Солнечной системы радиолокационными методами. В 1946 г. была произведена радиолокация Луны, а в 1957–1963 гг. — радиолокация Солнца, Меркурия, Венеры, Марса и Юпитера. По скорости распространения радиоволн $c = 3 \cdot 10^5$ км/с и по промежутку времени t (с) прохождения радиосигнала с Земли до небесного тела и обратно легко вычислить расстояние до небесного тела по приближенной формуле

$$\Delta = \frac{1}{2} ct$$

(более точная получается в общей теории относительности).

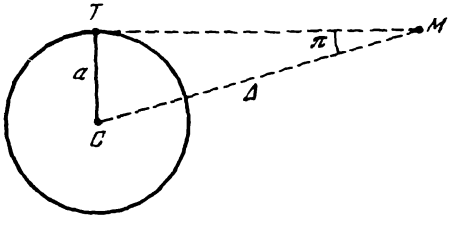


Рис. 3.4. Измерение расстояния до звезды до Солнца

Расстояние до звезд определяется по их годичному параллактическому смещению, которое обусловлено перемещением наблюдателя (вместе с Землей) по земной орбите (рис. 3.4).

Угол, под которым со звезды был бы виден средний радиус земной орбиты при условии, что направление на звезду перпендикулярно к радиусу, называется годичным параллаксом π звезды.

Если $CT = a$ есть средний радиус земной орбиты, $MC = \Delta$ — расстояние звезды M от Солнца C, а угол π — годичный параллакс звезды, то из прямоугольного треугольника CTM имеем

$$\Delta = \frac{a}{\sin \pi}. \tag{3.3}$$

Годичные параллаксы звезд меньше $1''$, и поэтому

$$\Delta = \frac{206\ 265'' a}{\pi''}. \tag{3.4}$$

Расстояние Δ по этим формулам получается в тех же единицах, в которых выражено среднее расстояние a Земли от Солнца.

§ 3.4. Единицы расстояний в астрономии

В астрономии, помимо километров, приняты следующие единицы расстояний:

астрономическая единица (а. е.) — среднее расстояние Земли от Солнца;

парсек (пк) — расстояние, соответствующее годичному параллаксу в $1''$;

световой год — расстояние, которое свет проходит за один год, распространяясь со скоростью около 300 000 км/с. Если астрономическую единицу принять равной 149 600 000 км (см. § 3.6), то 1 пк $= 30{,}86 \cdot 10^{12}$ км $= 206\,265$ а. е. $=$ 3,26 светового года; 1 световой год $= 9{,}460 \cdot 10^{12}$ км $= 63\,240$ а. е. $= 0{,}3067$ пк.

В астрономических единицах обычно выражаются расстояния до тел Солнечной системы. Например, Меркурий находится от Солнца на расстоянии 0,387 а. е., а Плутон — на расстоянии 39,4 а. е.

Расстояния до небесных тел, находящихся за пределами Солнечной системы, обычно выражаются в парсеках, килопарсеках (1 000 пк) и мегапарсеках (1 000 000 пк), а также в световых годах. В этих случаях

$$\Delta = \frac{1}{\pi''} \text{ пк} \quad \text{и} \quad \Delta = \frac{3{,}26}{\pi''} \text{ световых лет.}$$

Ближайшая к Солнцу звезда «Проксима Центавра» имеет годичный параллакс $\pi = 0{,}772''$. Следовательно, она находится от нас на расстоянии 1,3 пк, или 4,2 светового года.

§ 3.5. Определение суточного и годичного параллаксов из наблюдений

Пусть, из двух точек O_1 и O_2 (рис. 3.5) на поверхности Земли, лежащих на одном географическом меридиане, измерены зенитные расстояния z_1 и z_2 одного и того же светила M в момент прохождения его через небесный меридиан. Предположим далее, что оба пункта наблюдения находятся в северном полушарии и светило наблюдалось в каждом из них к югу от зенита. Следовательно,

$$z_1 = \varphi_1 - \delta_1 \quad \text{и} \quad z_2 = \varphi_2 - \delta_2,$$

где φ_1 и φ_2 — географические широты пунктов, а δ_1 и δ_2 — топоцентрические склонения светила, отличающиеся от его геоцентрического склонения δ на величины (см. § 1.23)

$$p_1 = p \sin z_1 \quad \text{и} \quad p_2 = p \sin z_2.$$

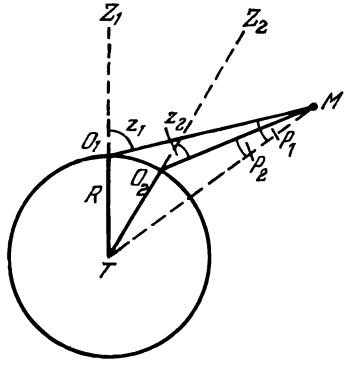


Рис. 3.5. Определение суточного параллакса

В четырехугольнике O_1TO_2M (рис. 3.5) угол O_1MO_2 равен $(p_1 - p_2)$, угол MO_2T тупой (больше 180°) и равен $(180° + z_2)$, угол O_1TO_2 равен $(\varphi_1 - \varphi_2)$ и, наконец, угол TO_1M равен $(180° - z_1)$. Так как сумма внутренних углов четырехугольника равна четырем прямым, то

$$360° = p_1 - p_2 + 180° + z_2 + \varphi_1 - \varphi_2 + 180° - z_1,$$

или

$$p_1 - p_2 = (\varphi_2 - z_2) - (\varphi_1 - z_1).$$

Принимая во внимание соотношения, написанные выше, имеем

$$p(\sin z_1 - \sin z_2) = p\left[\sin(\varphi_1 - \delta_1) - \sin(\varphi_2 - \delta_2)\right] = \delta_2 - \delta_1,$$

откуда горизонтальный параллакс светила

$$p = \frac{\delta_2 - \delta_1}{\sin(\varphi_1 - \delta_1) - \sin(\varphi_2 - \delta_2)}.$$

По значениям радиуса Земли R в месте наблюдения и экваториального радиуса Земли R_0 вычисляется горизонтальный экваториальный параллакс

$$p_0 = p\frac{R_0}{R}.$$

Горизонтальный параллакс светила можно определить, измерив его прямое восхождение из одного и того же места на Земле, но в различные моменты времени. За промежуток времени между этими моментами вращение Земли переносит наблюдателя из одной точки пространства в другую, что дает соответствующее параллактическое смещение светила. Таким образом, горизонтальный параллакс светила определяется из его топоцентрических координат, полученных из соответствующих и целесообразно выполненных наблюдений.

Аналогичным путем получается годичный параллакс звезд, только в этом случае определяются геоцентрические координаты звезды из наблюдений, произведенных в двух различных точках орбиты Земли и приблизительно через полгода одно после другого (см. § 5.13). Параллаксы, определенные по параллактическому смещению светила, называются *тригонометрическими*.

Наилучшие современные определения годичных параллаксов выполняются с космических аппаратов. Например на КА HIPPARCOS (§ 5.20) была достигнута точность в $0{,}001''$. Принципиально важной при этом является возможность в качестве опорных звезд использовать удаленные объекты, в частности вблизи эклиптики, где параллактическое смещение близко к нулю. В этом случае метод определения параллакса становится абсолютным. При наземных определениях параллаксов опорные звезды выбираются рядом с исследуемой звездой.

В настоящее время тригонометрические годичные параллаксы известны более чем для 100 тысяч звезд и только для 16 000 на основании наземных наблюдений.

§ 3.6. Определение астрономической единицы (параллакса Солнца)

Если известны радиус Земли R и горизонтальный параллакс Солнца $p_\odot$, то по формуле (3.2) легко вычислить среднее расстояние Земли от Солнца, т. е. значение астрономической единицы в километрах. Точность определения астрономической единицы почти целиком зависит от точности измерения горизонтального параллакса Солнца $p_\odot$. Однако непосредственное определение горизонтального параллакса Солнца способом, описанным в предыдущем параграфе, дает слишком грубые результаты вследствие удаленности Солнца и больших погрешностей наблюдений, возникающих от нагревания инструмента солнечными лучами. Поэтому точное значение горизонтального параллакса Солнца определяется косвенным путем, по измеренному горизонтальному параллаксу p какой-либо планеты, которая подходит к Земле на расстояние меньшее, чем расстояние Земли от Солнца, и наблюдение которой удобно производить.

До XX в. для этой цели использовали наблюдения Марса во время его *великих противостояний*, когда он находится от Земли на расстоянии около 55 млн км. (Противостояние планеты называется великим, если она в это время находится вблизи перигелия своей орбиты. Последнее великое противостояние Марса наблюдалось в 1988 г.)

Обозначим через $p_\odot$ горизонтальный экваториальный параллакс Солнца, через p горизонтальный экваториальный параллакс планеты, через a и Δ ее среднее расстояние от Солнца и геоцентрическое расстояние (т. е. расстояние

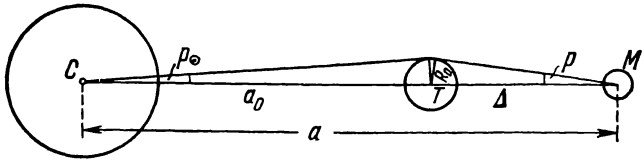


Рис. 3.6. Определение параллакса Солнца

от Земли), а через R_0 экваториальный радиус Земли. Тогда, пользуясь рис. 3.6, легко вывести соотношение для $a_0 = 1$ а. е.

$$p_\odot = \left[\frac{a}{a_0}(1 - e) - 1\right] p.$$

Отношение a/a_0, параллакс планеты p и эксцентриситет e орбиты определяются из наблюдений, причем a/a_0 — по III закону Кеплера.

В 1898 г. была открыта малая планета Эрос (или Эрот), которая в моменты своих великих противостояний, повторяющихся через 37 лет, иногда подходит к Земле в 2,5 раза ближе, чем Марс. Наблюдения Эроса неоднократно использовались для уточнения астрономической единицы.

Определения солнечного параллакса производятся не только геометрическими методами, основанными на непосредственном измерении параллактического смещения, но широко применяются также и динамические методы, основанные на законе всемирного тяготения, и физические, основанные на скорости распространения радиоволн.

В 1961–1963 гг. в СССР и США по радиолокационным наблюдениям Меркурия и Венеры было получено значение а. е., равное 149 598 500 км с погрешностью ±500 км.

В 1976 г. XVI съезд Международного Астрономического Союза (МАС) принял решение рекомендовать новые значения параллакса Солнца и а. е.:

$$p_\odot = 8{,}794148'' \quad \text{и} \quad 1 \text{ а. е.} = 149\,597\,870 \text{ км}.$$

§ 3.7. Определение размеров и формы светил

Угол, под которым с Земли виден диск светила, называется его *угловым* диаметром. Угловые диаметры некоторых небесных тел (Солнца, Луны, планет) можно определить непосредственно из наблюдений.

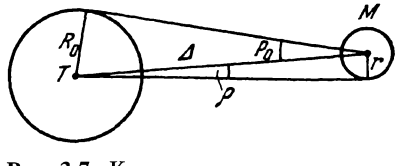


Рис. 3.7. К измерению радиуса земного шара

Если известен угловой диаметр (или радиус) светила и его расстояние от Земли, то легко вычислить его истинный диаметр (или радиус) в линейных мерах. Действительно, если (рис. 3.7) ρ — угловой радиус светила M, Δ — расстояние между центрами светила и Земли, p_0 — горизонтальный экваториальный параллакс светила, а R_0 и r — линейные радиусы Земли T и светила M, то $r = \Delta \sin \rho$, а $R_0 = \Delta \sin p_0$, откуда

$$r = \frac{\sin \rho}{\sin p_0} R_0,$$

или, ввиду малости углов ρ и p_0,

$$r = \frac{\rho}{p_0} R_0.$$

Форму небесных тел можно определить, измеряя различные диаметры их дисков. Если тело сплющенное, то один из его диаметров окажется больше, а один — меньше всех других диаметров. Измерения диаметров планет показали, что помимо Земли сплющенную форму имеют Марс, Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун.

Фигуры Земли, Луны и планет в настоящее время успешно изучаются динамическими методами на основе наблюдения их искусственных и естественных спутников.

Линейные размеры и форма небесных тел, угловые размеры которых непосредственно измерить нельзя (например, малые планеты и звезды), определяются специальными методами.



Вопросы и упражнения к Главе 3

1. Для определения размеров Земли Эратосфен использовал известный ему факт о том, что когда в Александрии Солнце освещает дно самых глубоких колодцев, на расстоянии 5 000 стадий в Сиене зенитное расстояние Солнца составляло 7,2°. Предполагая, что оба города на одном меридиане, а стадия равнялась 160 м, оцените, насколько результат Эратосфена отличается от действительных размеров Земли.
2. Сравните ход совершенно одинаковых маятниковых часов на полюсе и на экваторе Земли. Как изменится эта разность, если не учитывать вращение Земли?
3. На каком максимальном угловом удалении от Солнца может быть виден Сатурн при наблюдении со звезды α Центавра?

Глава 4

Движение Земли и Луны. Затмения

§ 4.1. Движение Земли вокруг Солнца. Параллакс и аберрация

Так как наблюдатель вместе с Землей движется в пространстве вокруг Солнца почти по окружности, то направление с Земли на близкую звезду должно меняться и близкая звезда должна казаться описывающей на небе в течение года некоторый эллипс. Этот эллипс, называемый *параллактическим*, будет тем более сжатым, чем ближе звезда к эклиптике, и тем меньшего размера, чем дальше звезда от Земли. У звезды, находящейся в полюсе эклиптики, эллипс превратится в малый круг, а у звезды, лежащей на эклиптике, — в отрезок дуги большого круга, который земному наблюдателю кажется отрезком прямой (рис. 4.1). Большие полуоси параллактических эллипсов равны годичным параллаксам звезд. Наличие годичных параллаксов у звезд является важным следствием движения Земли вокруг Солнца.

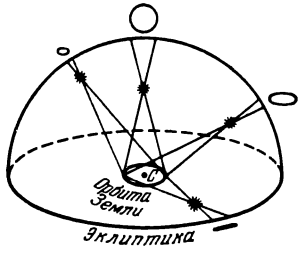


Рис. 4.1. Параллактические эллипсы

Первые определения годичных параллаксов звезд были сделаны в 1835–1840 гг. Струве, Бесселем и Гендерсоном[1]. Хотя эти определения были не очень точными, однако они не только дали объективное доказательство движения Земли вокруг Солнца, но и внесли ясное представление об огромных расстояниях, на которых находятся небесные тела во Вселенной.

Другим следствием движения Земли вокруг Солнца является годичное аберрационное смещение звезд, открытое еще в 1728 г. английским астрономом Брадлеем при попытке определить годичный параллакс звезды γ Дракона.

Аберрацией света вообще называется явление, состоящее в том, что движущийся наблюдатель видит светило не в том направлении, в котором он видел бы его в тот же момент, если бы находился в покое. Аберрацией называется также и сам угол между наблюдаемым (видимым) и истинным направлениями на светило. Различие этих направлений есть следствие движения наблюдателя относительно источника и конечности скорости света.

Пусть в точке K (рис. 4.2) находится наблюдатель и крест нитей окуляра инструмента, а в точке O — объектив инструмента. Наблюдатель движется по направлению KA со скоростью v. Луч света от звезды M встречает объектив инструмента в точке O и, распространяясь со скоростью c, за время τ пройдет

[1] В. Струве (Россия) — 1835–1838 гг.; Ф. Бессель (Германия) — 1837–1840 гг.; Т. Гендерсон (Англия) — 1839–1840 гг.

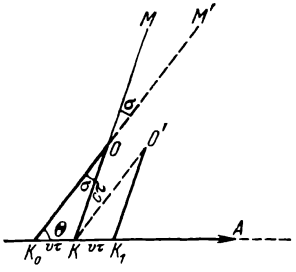


Рис. 4.2. Влияние аберрации света на видимое положение светил

расстояние $OK = c\tau$ и попадет в точку K. Но изображение звезды на крест нитей не попадет, так как за это же время τ наблюдатель и крест нитей переместятся на величину $KK_1 = v\tau$ и окажутся в точке K_1. Для того чтобы изображение звезды попало на крест нитей окуляра, надо инструмент установить не по истинному направлению на звезду KM, а по направлению K_0O и так, чтобы крест нитей находился в точке K_0 отрезка $K_0K = K_1K = v\tau$. Следовательно, видимое направление на звезду K_0M' должно составить с истинным направлением KM угол σ, который и называется *аберрационным смещением* светила.

Из треугольника KOK_0 следует

$$\sin\sigma = \frac{v}{c}\sin\theta$$

или, с учетом малости угла σ,

$$\sigma = 206\ 265'' \frac{v}{c}\sin\theta, \qquad (4.1)$$

где θ — угловое расстояние видимого направления на звезду от точки неба, в которую направлена скорость наблюдателя. Эта точка называется *апексом движения* наблюдателя.

Наблюдатель, находящийся на поверхности Земли, участвует в двух ее основных движениях: в суточном вращении вокруг оси и в годичном движении Земли вокруг Солнца. Поэтому различают *суточную* и *годичную аберрации*. Суточная аберрация есть следствие конечности скорости света в сочетании со скоростью суточного вращения наблюдателя, а годичная — в сочетании со скоростью его годичного движения.

Так как средняя скорость движения Земли по орбите $v = 29{,}78$ км/с, то, принимая $c = 299\ 792$ км/с, согласно формуле (4.1), будем иметь

$$\sigma = 20{,}496''\sin\theta \approx 20{,}50''\sin\theta.$$

Число $k_0 = 20{,}496'' \approx 20{,}50''$, называется *постоянной аберрации*. Так как апекс годичного движения наблюдателя находится в плоскости эклиптики и перемещается за год на 360°, то видимое положение звезды, находящейся в полюсе эклиптики ($\theta = \beta = 90°$) описывает в течение года около своего истинного положения малый круг с радиусом $20{,}50''$. Видимые положения остальных звезд описывают аберрационные эллипсы с полуосями $20{,}50''$ и $20{,}50''\sin\beta$, где β — эклиптическая широта звезды. У звезд, находящихся в плоскости эклиптики ($\beta = 0$), эллипс превращается в отрезок дуги длиной $20{,}50'' \times 2 = 41{,}00''$, точнее, $40{,}99''$.

Таким образом, сам факт существования годичного аберрационного смещения у звезд является доказательством движения Земли вокруг Солнца.

Различие между параллактическим и аберрационным смещением заключается в том, что первое зависит от расстояния до звезды, второе — только от скорости движения Земли по орбите. Большие полуоси параллактических эллипсов различны для звезд, находящихся на разных расстояниях от Солнца, и не превосходят $0{,}76''$, тогда как большие полуоси аберрационных эллипсов для всех звезд, независимо от расстояния, одинаковы и равны $20{,}50''$.

Кроме того, параллактическое смещение звезды происходит в сторону видимого положения Солнца, аберрационное же смещение направлено не к Солнцу, а к точке, лежащей на эклиптике, на 90° западнее Солнца.

§ 4.2. Смена времен года на Земле

Наблюдения показывают, что полюсы мира в течение года не меняют заметным образом своего положения среди звезд. Отсюда следует, что ось вращения Земли при движении ее вокруг Солнца остается параллельной сама себе. Кроме того, изменение склонения Солнца в течение года в пределах от $+23°26'$ (в момент летнего солнцестояния) до $-23°26'$ (в момент зимнего солнцестояния) свидетельствует о том, что ось вращения Земли не перпендикулярна к плоскости орбиты Земли, а наклонена к ней на угол в $66°34' = 90° - 23°26'$.

Следствием движения Земли вокруг Солнца, наклона оси вращения Земли к плоскости орбиты и постоянства этого наклона является регулярная смена времен года на Земле.

Расположение Земли и ее оси вращения по отношению к направлению солнечных лучей в дни равноденствий и в дни солнцестояний показано на рис. 4.3. Угол между направлением солнечных лучей и нормалью к ровной площадке, расположенной горизонтально на поверхности Земли, равен $i_1 = \varphi - \varepsilon$ в положении I, $i_3 = \varphi + \varepsilon$ в положении III и $i_2 = \varphi$ в положении II, где ε — наклон эклиптики к экватору, а φ — географическая широта места.

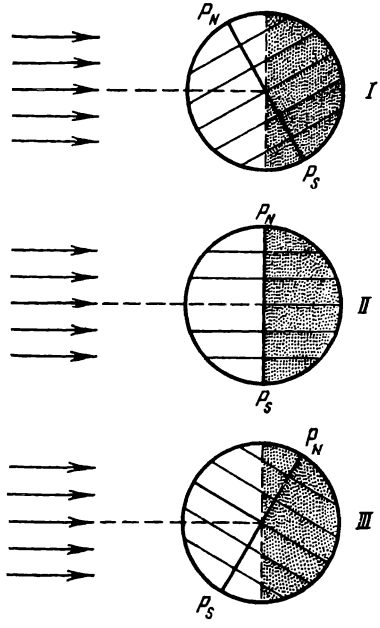


Рис. 4.3. Положение Земли относительно солнечных лучей в различные сезоны года

Согласно законам физики лучистый поток Φ, падающий на площадку, пропорционален косинусу угла между направлением лучей и нормалью к площадке, т. е.

$$\Phi = \Phi_0 \cos i,$$

где Φ_0 — поток, перпендикулярно падающей на площадку $i = 90°$.

В день летнего солнцестояния (положение I)

$$\Phi_1 = \Phi_0 \cos(\varphi - \varepsilon).$$

В день зимнего солнцестояния (положение III)

$$\Phi_3 = \Phi_0 \cos(\varphi + \varepsilon).$$

Наконец, в дни равноденствий (положение II)

$$\Phi_2 = \Phi_0 \cos \varphi.$$

Так, например, на широте $\varphi = 55°45'$ величина Φ_1 больше Φ_3 в 4,6 раза, а Φ_2 в 1,5 раза меньше Φ_1. С учетом различия продолжительности дня в течение года площадка на поверхности Земли получает еще более различное количество лучистой энергии (тепла).

Следовательно, северное полушарие Земли в течение весны и лета (с 21 марта по 23 сентября) получает гораздо больше тепла, чем осенью и зимой (с 23 сентября по 21 марта). Южное полушарие, наоборот, больше получает тепла с 23 сентября по 21 марта и меньше — с 21 марта по 23 сентября.

Поток лучистой энергии, падающей на Землю, изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния до Солнца, но это изменение существенной роли в смене времен года на Земле не играет. Оно существенно, например, для Марса, у которого эксцентриситет орбиты почти в шесть раз больше земного, и тем более для комет.

Орбита Земли мало отличается от окружности, и в перигелии она получает только на 7 % больше солнечного тепла, чем в афелии. Этим различием и объясняется разность продолжительности сезонов и несколько менее суровая зима и более прохладное лето в северном полушарии по сравнению с зимой и летом в южном полушарии Земли.

С наклоном оси вращения Земли к плоскости своей орбиты связано также и распределение тепловых поясов на Земле. Для их определения рассмотрим рис. 1.1 (§ 1.3). Географическая параллель bb', отстоящая на $23°26'$ от экватора к северу, называется *северным тропиком* или тропиком Рака, а параллель cc', отстоящая на $23°26'$ к югу от экватора, — *южным тропиком* (Козерога). Географические параллели, отстоящие на $23°26'$ от полюсов Земли, называются *полярными кругами* — *северным* (aa') и *южным* (dd').

Пояс земной поверхности между тропиками называется *жарким*, или *тропическим поясом*. Пояс между северным тропиком и северным полярным кругом называется *северным умеренным поясом*, а между южным тропиком и южным полярным кругом — *южным умеренным поясом*. Области земной поверхности за полярными кругами называются *северным холодным* и *южным холодным поясами*.

§ 4.3. Вращение Земли вокруг оси

Вращение Земли вокруг оси проявляется во многих явлениях на ее поверхности. Например, пассаты (постоянные ветры в тропических областях обоих полушарий, дующие к экватору) вследствие вращения Земли с запада на восток дуют с северо-востока в северном полушарии и с юго-востока — в южном полушарии; в северном полушарии подмываются правые берега рек, в южном — левые; при движении циклона с юга на север его путь отклоняется к востоку и т. д.

Но наиболее наглядным примером следствия вращения Земли является опыт с физическим маятником, впервые поставленный французским физиком Фуко в 1851 г.

Опыт Фуко основан на свойстве свободного маятника сохранять неизменным в пространстве направление плоскости своих колебаний, если на него не действует никакая сила кроме силы тяжести. Пусть маятник Фуко подвешен на северном полюсе Земли и колеблется в какой-то момент в плоскости определенного меридиана l (рис. 4.4 *а*). Через некоторое время наблюдателю, связанному с земной поверхностью и не замечающему своего вращения, будет казаться, что плоскость колебаний маятника непрерывно смещается в направлении с востока на запад, «за Солнцем», т. е. по ходу часовой стрелки (рис. 4.4 *б*). Но так как плоскость качания маятника не может произвольно менять своего направления, то приходится признать, что в действительности поворачивается под ним Земля в направлении с запада к востоку. За одни звездные сутки плоскость колебаний маятника совершит полный оборот относительно поверхности Земли с угловой скоростью $\omega = 15°$ в звездный час. На южном полюсе Земли маятник совершит за 24 звездных часа также один оборот, но против часовой стрелки.

Если маятник установить на земном экваторе и ориентировать плоскость его качания в плоскости экватора, т. е. под прямым углом к меридиану l (рис. 4.4), то наблюдатель не заметит смещения плоскости его колебаний относительно земных предметов, т. е. она будет казаться неподвижной и оставаться перпендикулярной

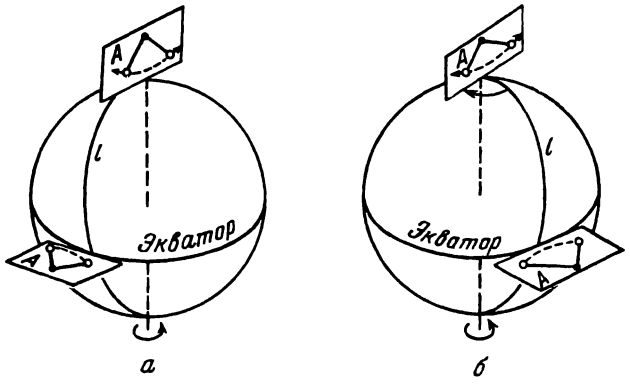


Рис. 4.4. Маятник Фуко. A — плоскость качания маятника

к меридиану. Результат не изменится, если маятник на экваторе будет колебаться в какой-либо другой плоскости. Обычно говорят, что на экваторе период вращения плоскости колебаний маятника Фуко бесконечно велик.

Если маятник Фуко установить на широте φ, то его колебания будут происходить в плоскости, вертикальной для данного места Земли.

Вследствие вращения Земли наблюдателю будет казаться, что плоскость колебаний маятника поворачивается вокруг вертикали данного места. Угловая скорость этого поворота ω_φ равна проекции вектора угловой скорости вращения Земли ω на вертикаль в данном месте O (рис. 4.5), т. е.

$$\omega_\varphi = \omega \sin \varphi = 15 \sin \varphi \text{ град/час}.$$

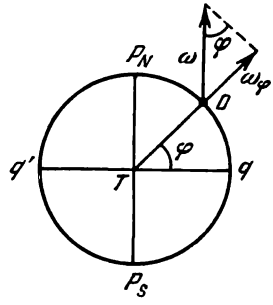


Рис. 4.5. Скорость поворота плоскости маятника Фуко

Таким образом, угол видимого поворота плоскости колебаний маятника относительно поверхности Земли пропорционален синусу географической широты. В Санкт-Петербурге плоскость колебаний маятника поворачивается в час приблизительно на 13°, в Москве — на 12,5°.

Фуко поставил свой опыт, подвесив маятник под куполом Пантеона в Париже, где он находится и поныне. Длина маятника 67 м, масса чечевицы 28 кг. В 1931 г. в Ленинграде в здании Исаакиевского собора был подвешен маятник длиной 93 м и массой 54 кг (в 1986 г. он был снят). Амплитуда колебаний этого маятника равна 5 м, период — около 20 с. Острие его чечевицы при каждом следующем возвращении в одно из крайних положений смещалось в сторону на 6 мм. Таким образом, за 1–2 мин можно было убедиться в том, что Земля действительно вращается вокруг своей оси.

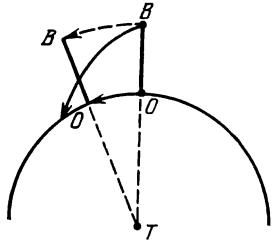


Рис. 4.6. Отклонение падающих тел к востоку

Другим следствием вращения Земли является отклонение падающих тел к востоку. Подобный опыт основан на том, что чем дальше находится точка от оси вращения Земли, тем больше ее линейная скорость, с которой она перемещается с запада на восток вследствие вращения Земли. Поэтому вершина высокой башни B перемещается к востоку с большей линейной скоростью, нежели ее основание O (рис. 4.6).

Движение тела, свободно падающего с вершины башни, будет происходить под действием силы притяжения Земли с начальной скоростью вершины башни. Следовательно, прежде чем упасть на Землю, тело будет двигаться по эллипсу, и скорость его движения постепенно увеличивается; и упадет оно на поверхность Земли не у основания башни, а несколько обгонит его, т. е. отклонится от основания в сторону вращения Земли, к востоку.

В теоретической механике для расчета величины отклонения тела к востоку x получена формула

$$x = 0{,}022\, h\sqrt{h}\cos\varphi, \tag{4.2}$$

где h — высота падения тела в метрах, φ — географическая широта места опыта, а x выражено в миллиметрах.

§ 4.4. Прецессионное и нутационное движения земной оси

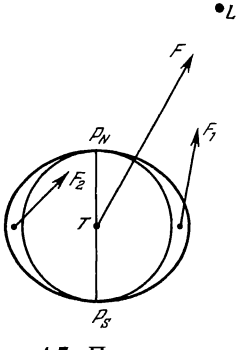


Рис. 4.7. Притяжение сфероида внешним телом

Если бы Земля имела форму шара, однородного или состоящего из сферических слоев равной плотности, и являлась бы абсолютно твердым телом, то, согласно законам механики, направление оси вращения Земли и период ее вращения оставались бы постоянными на протяжении любого промежутка времени.

Однако Земля не имеет точной сферической формы, а близка к сфероиду (см. § 3.2). Притяжение же сфероида каким-либо материальным телом L (рис. 4.7) складывается из притяжения F шара, выделенного внутри сфероида (эта сила приложена к центру сфероида), притяжения F_1 ближайшей к телу L половины экваториального выступа и притяжения F_2 другой, более далекой, половины экваториального выступа. Сила F_1 больше силы F_2 и поэтому притяжение тела L стремится повернуть ось вращения сфероида $P_N P_S$ так, чтобы плоскость экватора сфероида совпала с направлением TL (на рис. 4.7 против часовой стрелки). Из механики известно, что ось вращения $P_N P_S$ в этом случае будет перемещаться в направлении, перпендикулярном к плоскости, в которой лежат силы F_1 и F_2.

На экваториальные выступы сфероидальной Земли действуют силы притяжения от Луны и от Солнца. В результате ось вращения Земли совершает очень сложное движение в пространстве.

Прежде всего, она медленно описывает вокруг оси эклиптики конус, оставаясь все время наклоненной к плоскости движения Земли под углом около $66°34'$ (рис. 4.8). Это движение земной оси называется *прецессионным*, период его около 26 000 лет. Вследствие прецессии земной оси полюсы мира за тот же период описывают вокруг полюсов эклиптики малые круги радиусов около $23°26'$. Прецессия, вызываемая действием Солнца и Луны, называется *лунно-солнечной прецессией*.

Кроме того, ось вращения Земли совершает различные мелкие колебания около своего среднего положения, которые называются *нутацией земной оси*. Нутационные колебания возникают потому, что прецессионные силы Солнца и Луны (силы F_1 и F_2) непрерывно меняют свою величину и направление; они равны нулю, когда Солнце и Луна находятся в плоскости экватора Земли, и достигают максимума при наибольшем удалении от него этих светил.

Главное нутационное колебание земной оси имеет период в 18,6 года, равный периоду обращения лунных узлов (см. § 4.8). Вследствие этого движения земной оси полюсы мира описывают на небесной сфере эллипсы, большие оси которых равны 18,42″, а малые — 13,72″.

В результате прецессии и нутации земной оси полюсы мира в действительности описывают на небе сложные волнистые линии.

Притяжение планет слишком мало, чтобы вызвать заметные изменения в положении оси вращения Земли, но оно действует на движение Земли вокруг Солнца, изменяя положение в пространстве плоскости земной орбиты, т. е. плоскости эклиптики. Эти изменения положения плоскости эклиптики называются *планетной прецессией*, которая смещает точку весеннего равноденствия к востоку на 0,114″ в год.

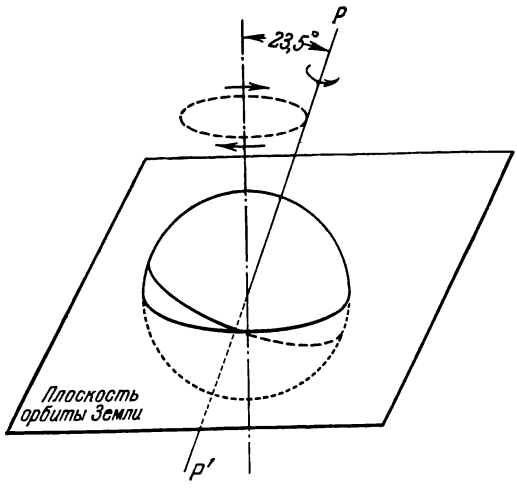


Рис. 4.8. Прецессионное движение земной оси

§ 4.5. Следствия прецессионного движения земной оси

Как уже было сказано, вследствие прецессионного движения земной оси полюсы мира за 26 000 лет описывают вокруг полюсов эклиптики круги радиусом приблизительно в 23,5°. Но так как полюсы эклиптики также перемещаются по небесной сфере (прецессия от планет), то кривые, описываемые полюсами мира, не замыкаются. На рис. 4.9 показано прецессионное движение северного полюса мира среди звезд.

В настоящее время северный полюс мира находится вблизи звезды α Малой Медведицы, почему эта звезда и называется Полярной. Но 4 000 лет назад ближе всех к северному полюсу мира была звезда α Дракона, а через 12 000 лет «полярной звездой» станет α Лиры (Вега).

Вместе с изменением направления оси мира меняется и положение небесного экватора, плоскость которого перпендикулярна к этой оси и параллельна плоскости земного экватора. Плоскость эклиптики также несколько меняет свое положение в пространстве вследствие прецессии от планет. Поэтому точки пересечения небесного экватора с эклиптикой (точки равноденствий) медленно перемещаются среди звезд к западу.

Скорость этого перемещения за год $l = 360°/26\,000 = 50{,}26''$ называется *общей годовой прецессией в эклиптике.*

Общая годовая прецессия в экваторе $m = 50{,}26'' \cos\varepsilon = 46{,}11''$, где ε — наклонение эклиптики к экватору, которое в настоящее время медленно уменьшается (на 0,47″ в год), но через несколько тысяч лет уменьшение сменится столь же медленным увеличением, так как это возмущение (прецессия от планет) имеет периодический характер.

В начале нашей эры точка весеннего равноденствия находилась в созвездии Овна, а точка осеннего равноденствия — в созвездии Весов. Равноденственные

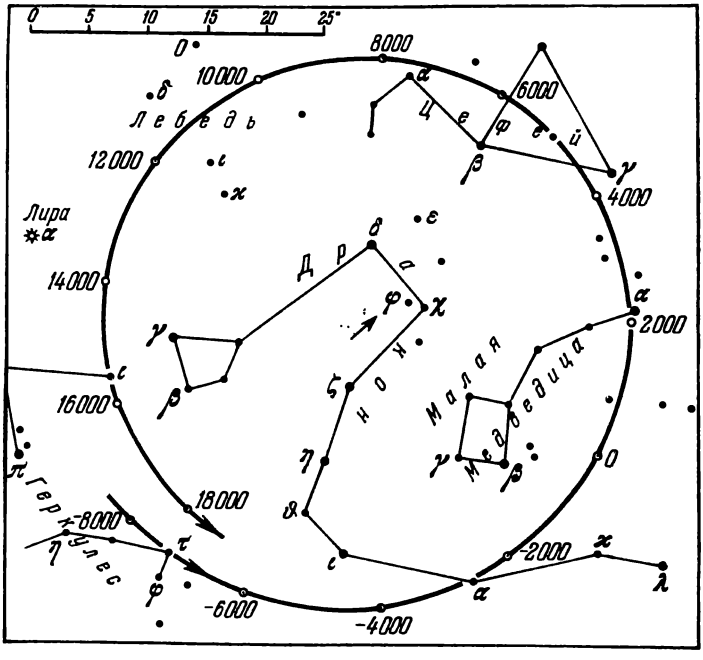


Рис. 4.9. Прецессионное движение северного полюса мира

точки обозначались тогда знаками этих созвездий ♈ T и ♎ $T1$, соответственно. С тех пор точка весеннего равноденствия переместилась в созвездие Рыб, а точка осеннего равноденствия — в созвездие Девы, но их обозначения остались прежними.

Так как движение равноденственных точек направлено навстречу видимому годовому движению Солнца по эклиптике, то Солнце приходит в эти точки каждый раз несколько раньше, чем если бы они были неподвижными (слово «прецессия» и означает «предварение равноденствий»). По этой причине промежуток времени между последовательными прохождениями центра Солнца через точку весеннего равноденствия, называемый тропическим годом (см. § 1.12), короче периода обращения Земли вокруг Солнца, называемого звездным годом (см. § 2.5). Разница между обоими годами составляет около 20 минут — столько времени нужно Солнцу, движущемуся по эклиптике к востоку со скоростью приблизительно 1° в сутки, чтобы пройти 50,26″.

Точка весеннего равноденствия является началом отсчета в экваториальной и эклиптической системах координат (см. § 1.5 и 1.9). Поэтому вследствие ее движения к западу эклиптические долготы всех звезд ежегодно увеличиваются на 50,26″, а эклиптические широты не изменяются, так как лунно-солнечная прецессия не изменяет положения плоскости эклиптики. Обе экваториальные координаты, прямое восхождение и склонение всех звезд непрерывно изменяются. Из-за прецессии происходит медленное изменение вида звездного неба для данного места на Земле. Некоторые невидимые ранее звезды будут восходить и заходить, а некоторые видимые — станут невосходящими светилами. Так, например, через несколько тысяч лет в Европе можно будет наблюдать невидимый теперь Южный Крест, но зато нельзя будет увидеть Сириус и часть созвездия Ориона.

§ 4.6. Движение полюсов Земли по ее поверхности

По многолетним измерениям географических широт в нескольких пунктах Земли было замечено, что широты пунктов не остаются постоянными, а периодически меняются, отклоняясь от своего среднего значения до 0,3″, причем, когда в одном пункте широта несколько увеличивается, то в другом пункте, лежащем на противоположном географическом меридиане, широта уменьшается приблизительно на такую же величину. Эти колебания географических широт объясняются тем, что тело Земли смещается относительно оси вращения, а так как это смещение не влияет на ось вращения Земли, направление которой остается фиксированным в пространстве, то в разное время с полюсами вращения совпадают различные точки поверхности Земли. В результате полюсы Земли «блуждают» по ее поверхности.

Северный полюс Земли, описывая на ее поверхности сложную кривую, не выходит из квадрата со сторонами около 30 м. При этом его движение происходит против часовой стрелки (рис. 4.10), если смотреть на северный полюс извне.

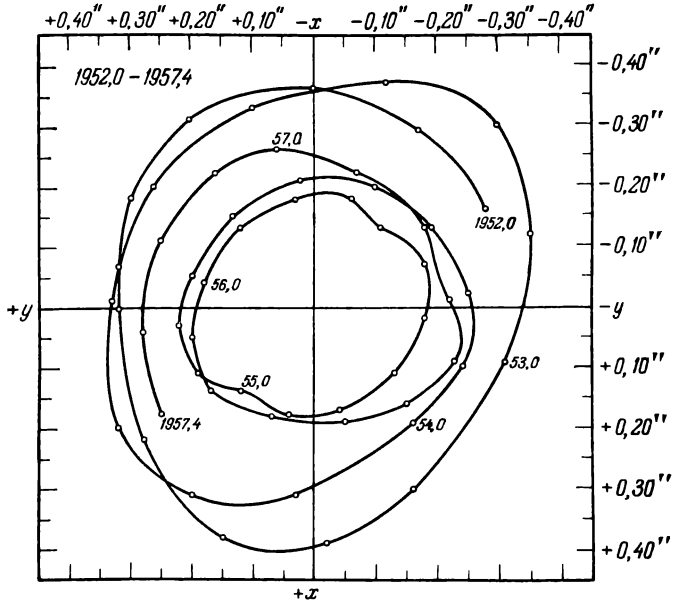


Рис. 4.10. Движение северного полюса Земли по ее поверхности с 1952 по 1957 г.

Движение полюсов Земли, как и колебания географических широт, имеет периодический характер. Основными периодами являются 14-месячный *период Чандлера* и 12-месячный (*годовой*) *период*. Последний период явно связан с сезонными изменениями в распределении воздушных масс, с переносом масс воды в виде снега с одного полушария Земли на другое и т. п.

Период Чандлера — естественный период колебаний Земли, который был теоретически предсказан Эйлером еще в XVIII в. Если бы Земля была абсолютно твердым телом, естественный период был бы около 10 месяцев. Однако Земля пластична и подвержена упругим деформациям, вследствие чего естественный период увеличивается до 14 месяцев.

Движение полюсов Земли по ее поверхности было обнаружено в конце XIX в. В 1898 г. была организована сначала Международная служба широты (МСШ), затем переименованная в Международную службу движения полюса (МСДП). В нее вошли шесть станций, расположенных на одной широте $\varphi = 39°08'$ в Италии, России, Японии и три в США. Позже к ним присоединились еще 30 станций, расположенных на различных географических широтах.

По решению Международного Астрономического союза с 1 января 1988 г. МСДП закрыта и создана новая организация — Международная служба вращения Земли. В ее задачу входит изучение движения полюса и неравномерности вращения Земли современными методами радиоинтерферометрии и лазерной локации ИСЗ.

§ 4.7. Шкалы времени. Неравномерность вращения Земли

Период вращения Земли вокруг оси есть промежуток времени, за который Земля делает один полный оборот относительно какого-нибудь неизменного направления. Этот промежуток близок к продолжительности звездных суток (см. § 1.13), но не равен ему, так как направление на точку весеннего равноденствия (в плоскости небесного экватора) вследствие прецессии (см. § 4.4) изменяется за год приблизительно на $46''$. За одни звездные сутки направление на точку весеннего равноденствия изменяется на $0{,}126'' = 46'' : 366$. Земля на такой угол поворачивается за время $0{,}008^s$, и так как точка весеннего равноденствия смещается к западу, т. е. навстречу вращению Земли, то период вращения Земли превосходит звездные сутки на $0{,}008^s$ и равен $23^h56^m04{,}098^s$.

В результате многочисленных исследований было установлено, что угловая скорость вращения Земли непостоянна, т. е. вращение Земли неравномерно.

Изменения скорости вращения Земли делятся на три типа: *вековые*, *нерегулярные* (скачкообразные) и *периодические*, или *сезонные*.

В результате вековых изменений продолжительность одного оборота Земли увеличивалась за последние 2 000 лет в среднем на $0{,}0023^s$ в столетие (по наблюдениям за последние 250 лет это увеличение меньше — около $0{,}0014^s$ за 100 лет). Вековое замедление скорости вращения Земли вызвано тормозящим действием лунных и солнечных приливов (см. § 2.17).

Скачкообразные изменения скорости вращения Земли могут увеличивать или уменьшать продолжительность суток на тысячные доли секунды за время в несколько месяцев. Причина этих изменений с достоверностью еще не установлена (рис. 4.11).

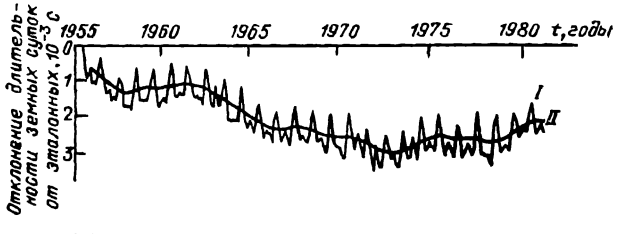


Рис. 4.11. Изменение продолжительности земных суток

В результате сезонных изменений скорости вращения Земли продолжительность суток в течение года может отличаться от их средней продолжительности

за год на $\pm 0{,}001^s$. При этом самые короткие сутки приходятся на июль–август, а самые длинные — на март. Наиболее вероятной причиной периодических изменений скорости являются сезонные перераспределения воздушных и водных масс на поверхности Земли. Эти изменения скорости вращения Земли были обнаружены в 40-х годах XX века экспериментально с помощью кварцевых часов.

В настоящее время неравномерность вращения Земли изучается радиоастрономическими и лазерными методами Международной службой вращения Земли.

Неравномерность вращения Земли векового и нерегулярного характера проявляется в расхождениях наблюдаемых положений Луны и близких к Земле планет (Меркурий, Венера) с вычисленными (эфемеридными) положениями этих тел. Еще в середине XIX в. в наблюдаемом движении Луны были обнаружены отклонения от вычисленного движения, не объясняемые теорией тяготения. Уже тогда было высказано предположение, что эти отклонения кажущиеся и могут быть вызваны неравномерным вращением Земли вокруг оси. Действительно, когда вращение Земли замедляется, нам кажется, что Луна движется по своей орбите быстрее, а когда оно ускоряется, движение Луны кажется замедленным.

Это объяснение подтвердилось, когда в XX в. были обнаружены отклонения в движениях Меркурия и Венеры, аналогичные отклонениям в движении Луны, одновременные с ними и пропорциональные средним движениям этих планет.

Шкалы времени. В настоящее время наиболее точным прибором для измерения времени являются атомные часы, которые будут рассмотрены в следующей главе (§ 5.5). Шкала времени, задаваемая международной совокупностью атомных эталонов, оказалась наиболее стабильной и легко воспроизводимой. Продолжительность атомной секунды по данным разных обсерваторий различается не более чем на $1/10^{13}$. На основе сравнения атомных эталонов частоты, постоянно контролируемых в различных лабораториях многих стран, Международное бюро времени в Париже задает *международное атомное время* — TAI (Time Atomic International), шкала которого на сегодняшний день является наиболее равномерной.

Атомное время не зависит от астрономических наблюдений и движения небесных тел. По этой причине, а также в силу высокой точности воспроизведения равномерной шкалы времени, оно является основой для изучения динамики небесных тел и, в частности, неравномерности вращения Земли.

Однако из-за векового замедления скорости вращения Земли момент 0 часов по атомным часам постепенно опережает момент полуночи, а неравномерность вращения Земли порой может приводить либо к ускорению, либо к замедлению этого опережения. В итоге средние сутки оказываются величиной непостоянной. Однако поскольку повседневная жизнь людей привязана к смене дня и ночи, важно, чтобы время, сообщаемое средствами массовой информации, было бы всегда согласовано с вращением Земли, а часы в полночь показывали бы 0 часов. Для обеспечения этого изредка приходится к среднему солнечному времени добавлять (иногда отнимать от него) целую секунду и тем самым на эту секунду сдвигать момент подачи сигналов точного времени. Полученная таким путем шкала точного времени называется *всемирным координированным временем* UTC (Universal Time Coordinated).

В результате получается, что всемирное время, т.е. среднее солнечное время гринвичского меридиана UT (Universal Time) и UTC могут различаться, но не более, чем на 0,9 с. Звездное время вычисляется на основании UT (но не UTC!). Если необходимо знать всемирное время с большей точностью, то следует обратиться к астрономическим ежегодникам или Отчетам Международного бюро времени,

где сообщается разность UTC – UT. В сети INTERNET эту информацию можно получить по адресу IERS.

В качестве аргумента эфемерид (таблиц данных) в астрономических ежегодниках используются динамические шкалы времени, основанные на динамических теориях движения Солнца, Луны и планет Солнечной системы. По рекомендации Международного астрономического союза (МАС) в 1976 и 1979 гг. было введено барицентрическое динамическое время TDB, определенное в координатной системе, связанной с центром масс тел Солнечной системы, которое, согласно общей теории относительности, отличается от собственного времени наблюдателя (см. § 2.9). Для наблюдателя, находящегося на Земле, это собственное время называется *земным динамическим временем* TDT (Time Dynamic Terrestrial).

При использовании ежегодника необходимо переходить от времени TDT, в котором даются эфемериды, к UTC, в котором ведутся наблюдения. Для этого в объяснениях к ежегоднику приводится, начиная с середины 80-х годов, специальные таблицы. Например, с 1 января 1999 г. разность

$$\mathrm{TDT} - \mathrm{UTC} = 64{,}184 \text{ с}.$$

Она сохранится по крайней мере до 1 января 2002 г.

§ 4.8. Орбита Луны и ее возмущения

Орбита невозмущенного движения Луны вокруг Земли есть эллипс, эксцентриситет которого равен 0,055, или 1/18, а большая полуось равна 384 400 км. В перигее расстояние от Земли до Луны меньше среднего на 21 000 км, а в апогее — на столько же больше.

Плоскость лунной орбиты наклонена к плоскости эклиптики в среднем под углом $5°09'$. Луна движется вокруг Земли в направлении с запада к востоку, т. е. в том же направлении, что и Земля вокруг Солнца. Период обращения Луны вокруг Земли называется *сидерическим* или *звездным месяцем*. Его продолжительность равна 27,32 суток. По истечении этого времени Луна снова занимает прежнее положение на своей орбите по отношению к звездам.

Движение Луны является одним из самых трудных для исследования по двум причинам: 1) возмущения в движении Луны очень велики; 2) Луна близка к Земле, и поэтому в ее движении заметны такие отклонения, которые ускользают при наблюдении более далеких небесных тел.

Вследствие возмущений элементы лунной орбиты постоянно изменяются. Периодическим возмущениям подвержены все элементы лунной орбиты. Например, наклонение орбиты, равное в среднем $5°09'$, колеблется в пределах от $4°58'$ до $5°20'$ за время, несколько меньшее полугода. Каждый элемент лунной орбиты имеет не одно периодическое возмущение, а несколько сотен с разными периодами и амплитудами. Вследствие этого действительное движение Луны необычайно сложно, и его исследование составляет одну из самых трудных задач небесной механики.

Вековым возмущениям подвержены долгота восходящего узла и долгота перигея лунной орбиты. Лунные узлы непрерывно перемещаются навстречу движению самой Луны, т. е. к западу, совершая полный оборот по эклиптике за 18 лет 7 месяцев (6 793 средних суток). Перигей лунной орбиты непрерывно движется к востоку, завершая полный оборот почти за 9 лет (3 232 средних суток).

За каждый оборот Луны вокруг Земли перемещение узлов составляет около 1,5°. Следовательно, по истечении звездного месяца Луна никогда не возвращается в точности к прежнему положению, и каждый следующий оборот она совершает, строго говоря, по новому пути. И только через 18 лет и 7 месяцев, когда узлы сделают полный оборот по эклиптике, плоскость лунной орбиты займет опять прежнее положение.

Когда восходящий узел лунной орбиты совпадает с точкой весеннего равноденствия, то орбита Луны расположена дальше от небесного экватора, чем эклиптика. Следовательно, угол между орбитой Луны и небесным экватором в этом случае равен $28°35'$ $(23°26' + 5°09')$. Если в точке весеннего равноденствия находится нисходящий узел, то орбита Луны расположена между небесным экватором и эклиптикой, а угол между орбитой Луны и небесным экватором равен $18°17'$ $(23°26' - 5°09')$. Таким образом, в первом случае склонение Луны в течение месяца будет изменяться от $+28°35'$ до $-28°35'$, а во втором случае от $+18°17'$ до $-18°17'$, т. е. в меньших пределах. В итоге движение узлов лунной орбиты и связанное с ним изменение пределов склонения Луны оказывает существенное влияние на условия ее видимости.

§ 4.9. Видимое движение и фазы Луны

Луна в течение звездного месяца перемещается среди звезд всегда в одну и ту же сторону — с запада на восток, или прямым движением.

Наблюдаемое движение Луны сопровождается непрерывным изменением внешнего вида. В некоторые дни Луна совсем не видна на небе. В другие дни она имеет вид узкого серпа, полукруга и полного круга. Различные формы видимой освещенной части Луны называются ее *фазой*. Величиной фазы называется освещенная доля диаметра, перпендикулярного линии, соединяющей концы серпа (BC/AB на рис. 4.12). Лунные фазы объясняются тем, что Луна подобно Земле является темным, непрозрачным телом и при движении вокруг Земли занимает различные положения относительно Солнца (рис. 4.12).

Из-за удаленности Солнца солнечные лучи, падающие на Луну, почти параллельны и освещают половину лунного шара; другая его половина остается темной. Но так как к Земле обычно обращены часть светлого полушария и часть темного, то Луна чаще кажется нам неполным кругом. Линия, отделяющая темную часть диска Луны от светлой, называется *терминатором* и всегда является полуэллипсом. Угол ψ с вершиной в центре Луны между направлениями к Земле и к Солнцу называется *фазовым углом*.

Различаются четыре основные фазы Луны, которые переходят одна в другую в следующей последовательности: *новолуние*, *первая четверть*, *полнолуние*, *последняя четверть*.

Во время новолуния Луна проходит между Солнцем и Землей (т. е. находится в соединении с Солнцем), фазовый угол $\psi = 180°$, к Земле обращена темная сторона Луны и она не видна на небе. Дня через два после новолуния Луна видна в виде узкого серпа на западе, в лучах вечерней зари, вскоре после захода Солнца. Лунный серп, обращенный выпуклостью к Солнцу, ото дня ко дню постепенно расширяется и приблизительно через семь суток после новолуния принимает форму полукруга. Наступает фаза, называемая первой четвертью. В это время Луна находится в восточной квадратуре, т. е. на 90° к востоку от Солнца, фазовый угол $\psi = 90°$, и к Земле

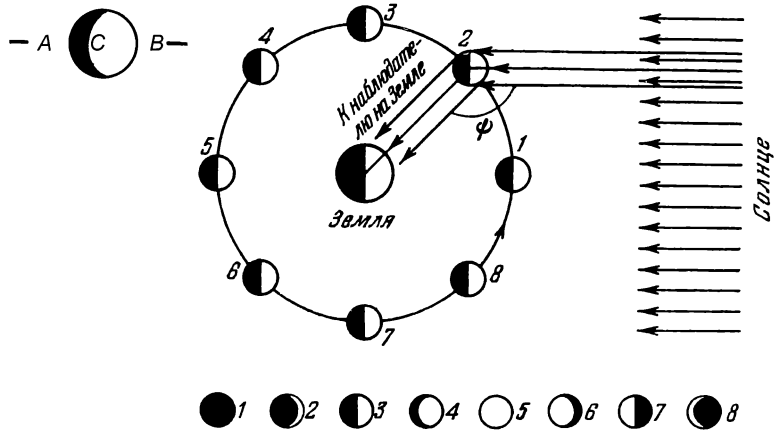


Рис. 4.12. Фазы Луны

обращена половина освещенного и половина неосвещенного полушария Луны. При этой фазе Луна видна в первой половине ночи, а затем заходит за горизонт.

С каждым днем с Земли видна все большая часть освещенного полушария Луны и приблизительно через семь суток после первой четверти наступает полнолуние, когда Луна имеет вид полного круга. Во время полнолуния Луна находится в противостоянии с Солнцем, $\psi = 0°$, и к Земле обращено все освещенное полушарие Луны. Полная Луна видна на небе в направлении, противоположном направлению на Солнце (ее эклиптическая долгота отличается от долготы Солнца на 180°). Поэтому полная Луна видна на небе всю ночь; восходит она приблизительно во время захода Солнца, а заходит около момента его восхода.

После полнолуния Луна начинает «убывать», с западной стороны ее диска появляется «ущерб», который постепенно растет, так как с каждым днем с Земли видна все меньшая часть освещенного полушария Луны. Приблизительно через семь дней после полнолуния Луна снова видна в виде полукруга. Наступает последняя четверть. В это время Луна находится в западной квадратуре, $\psi = 90°$, и к Земле снова обращены половина освещенного и половина неосвещенного полушария Луны. Но теперь Луна отстоит уже на 90° к западу от Солнца и видна во второй половине ночи, вплоть до восхода Солнца.

Постепенно ущерб лунного диска увеличивается, Луна снова принимает вид узкого серпа и видна на востоке, в лучах утренней зари, незадолго перед восходом Солнца. Через два–три дня лунный серп исчезает, и Луна снова не видна на небе, так как приблизительно через семь суток после последней четверти опять наступает новолуние. Соединение Луны с Солнцем во время новолуния и противостояние во время полнолуния называются *сизигиями*.

§ 4.10. Периоды обращения Луны

Промежуток времени между двумя последовательными одноименными фазами Луны (например, между двумя полнолуниями) называется *синодическим месяцем*. Из наблюдений установлено, что синодический месяц в среднем равен 29,53 средних солнечных суток. Таким образом, синодический месяц длиннее сидерического. Это легко понять из рис. 4.13, на котором положение 1 соответствует взаимному

расположению Луны, Земли и Солнца в момент полнолуния. Через 27,32 суток, т. е. через *сидерический месяц*, Луна, сделав полный оборот по своей орбите, займет прежнее положение относительно звезд, но так как Земля за это время переместится в положение 2, то полнолуния еще не будет. Оно наступит спустя некоторое время, когда Земля займет положение 3.

Математическая связь синодического и сидерического обращения Луны та же, что и для внутренних планет (см. § 2.5).

Кроме сидерического и синодического периодов обращений в движении Луны различают еще три периода: *аномалистический месяц* — промежуток времени между двумя последовательными прохождениями Луны через перигей, (27,55 средних суток); *драконический месяц* — промежуток времени между двумя последовательными прохождениями Луны через один и тот же узел своей орбиты (27,21 средних суток); *тропический месяц* — промежуток времени, в течение которого долгота Луны увеличивается на 360°. Вследствие прецессии тропический месяц короче сидерического месяца приблизительно на семь секунд. Драконический месяц короче сидерического из-за движения узлов лунной орбиты навстречу движению Луны, а аномалистический месяц длиннее сидерического потому, что перигей лунной орбиты движется в ту же сторону, что и сама Луна.

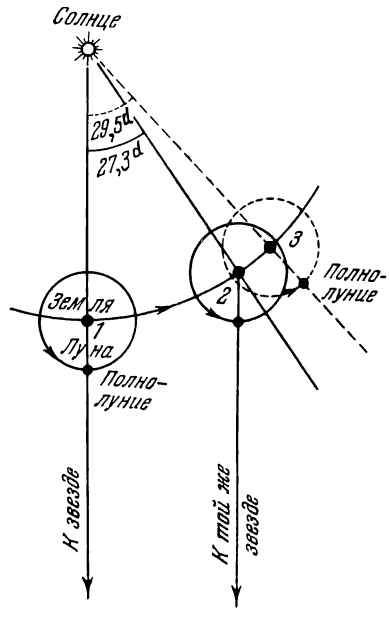


Рис. 4.13. Продолжительность сидерического и синодического месяцев

§ 4.11. Вращение и либрации Луны

Луна обращена к Земле всегда одной и той же стороной, одним и тем же полушарием, так как она вращается вокруг своей оси с тем же периодом (и в том же направлении), с каким она обращается вокруг Земли, т. е. «звездные сутки» на Луне составляют 27,32 суток. Ось вращения Луны наклонена к плоскости лунной орбиты на угол 83°19′.

Таким образом, плоскость лунного экватора с плоскостью лунной орбиты составляет угол 6°41′, а с плоскостью эклиптики 1°3′. При этом плоскость эклиптики лежит между плоскостями лунного экватора и орбиты Луны и все три плоскости пересекаются по одной прямой. Последнее замечательное обстоятельство было обнаружено Кассини в 1721 г. и называется *законом Кассини*.

В каждый данный момент с Земли видна ровно половина поверхности Луны, но продолжительные наблюдения позволяют изучать почти 60 % ее поверхности. Это возможно благодаря явлениям, носящим общее название *либраций* (качаний) Луны.

Оптические, или *видимые*, *либрации*, при которых Луна в действительности никаких «колебаний» не совершает, бывают трех видов: *по долготе*, *по широте* и *параллактическая*.

Либрация по долготе вызывается тем, что Луна вращается вокруг оси равномерно, а ее движение по орбите, согласно второму закону Кеплера, вблизи перигея быстрее, а вблизи апогея медленнее. Поэтому за четверть месяца после прохождения перигея $П$ (рис. 4.14) Луна пройдет путь больше четверти всей орбиты, а вокруг оси повернется ровно на 90°. Точка a, которая ранее была в центре лунного диска, теперь сместится к востоку. В том же направлении сместится и точка b, которая раньше была видна на западном краю диска, и, следовательно, станет видимой часть поверхности Луны за западным краем ее диска. В апогее $А$ будет видна та же поверхность Луны, что и в перигее, но за четверть месяца после прохождения апогея Луна пройдет меньше четверти всей орбиты, а вокруг оси снова повернется ровно на 90°, и теперь уже будет видна часть поверхности Луны за восточным краем ее диска. Период либрации по долготе равен аномалистическому месяцу, а наибольшее возможное ее значение 7°54′.

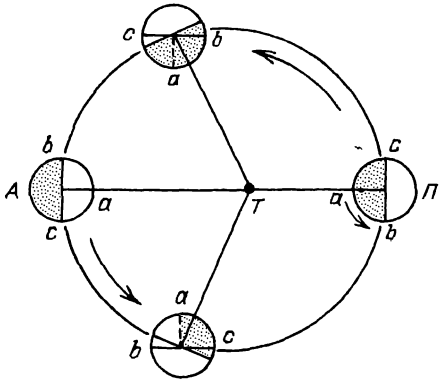


Рис. 4.14. Либрации Луны по долготе

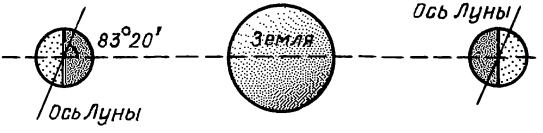


Рис. 4.15. Либрация Луны по широте

Либрация по широте возникает от наклона оси вращения Луны к плоскости ее орбиты и сохранения направления оси в пространстве при движении Луны (рис. 4.15). В результате с Земли попеременно видна то часть поверхности Луны, расположенная вокруг ее южного полюса, то, наоборот, вокруг северного полюса. Период либрации по широте равен драконическому месяцу, ее величина достигает 6°50′.

Суточная, или параллактическая, либрация возникает вследствие сравнительной близости Луны к Земле. Поэтому из разных точек Земли поверхность Луны видна неодинаково. Два наблюдателя, находящиеся в двух противоположных точках земного экватора, в один и тот же момент видят несколько различные области лунной поверхности. Так, наблюдатель, для которого Луна только еще восходит, видит часть поверхности Луны за ее западным краем диска, а второй наблюдатель, для которого Луна в этот момент уже заходит, этой части поверхности Луны не видит, но зато видит часть поверхности за восточным краем диска. Параллактическая либрация составляет около 1°.

Физическая либрация, т. е. действительное «качание» Луны, происходит от того, что большая полуось лунного эллипсоида периодически отклоняется от направления на Землю, а притяжение Земли стремится вернуть ее в это положение. Величина физической либрации очень мала — около 2′.

§ 4.12. Покрытия светил Луной. Солнечные затмения

При своем движении вокруг Земли Луна может пройти перед более далеким светилом и своим диском заслонить его. Это явление носит название *покрытия светила Луной*. Определение точных моментов начала и конца покрытий имеет большое значение для изучения движения Луны и формы ее диска. Чаще всего происходят покрытия звезд, реже случаются покрытия планет.

Покрытия Солнца Луной называются *солнечными затмениями*. Солнечное затмение имеет различный вид при наблюдении в различных точках земной поверхности. Диск Солнца будет целиком закрыт только для наблюдателя, находящегося внутри конуса лунной тени, максимальный диаметр которой на поверхности Земли не превосходит 270 км. В этой сравнительно узкой области земной поверхности, куда падает тень от Луны, будет видно *полное солнечное затмение* (рис. 4.16). В областях земной поверхности, куда падает полутень от Луны, внутри так называемого конуса лунной полутени будет видно *частное*, или частичное, *солнечное затмение* — диск Луны закроет только часть солнечного диска. Чем ближе наблюдатель к оси тени, тем большая часть диска Солнца закрыта, тем больше *фаза затмения*. Вне конуса полутени виден весь диск Солнца, и никакого затмения не наблюдается.

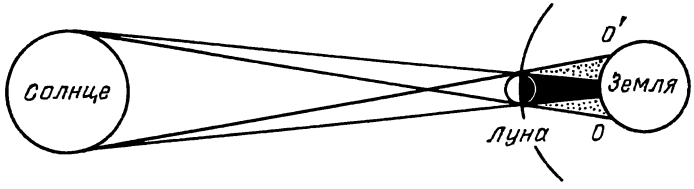


Рис. 4.16. Схема солнечного затмения

Так как расстояние Луны от Земли изменяется от 405 500 км до 363 300 км, а длина конуса полной тени от Луны в среднем равна 374 000 км, то вершина конуса лунной тени иногда не доходит до поверхности Земли. В этом случае для наблюдателя вблизи оси конуса лунной тени солнечное затмение будет *кольцеобразным* — края солнечного диска останутся незакрытыми и будут образовывать вокруг темного диска Луны тонкое блестящее кольцо.

В разных точках Земли солнечное затмение наступает в разное время. Вследствие движения Луны вокруг Земли и вращения Земли вокруг своей оси тень от Луны перемещается по земной поверхности приблизительно с запада на восток, образуя полосу тени длиной в несколько тысяч километров и шириной в среднем около 200 км (максимальная ширина 270 км).

Так как Луна движется с запада на восток, то солнечное затмение начинается с западного края солнечного диска. Сначала на нем появляется ущерб, имеющий форму дуги круга радиуса, равного радиусу диска Луны. Затем ущерб постепенно растет, и Солнце принимает форму все более и более узкого серпа. Когда исчезнет последняя точка солнечного диска, наступает фаза полного затмения, которая длится всего несколько минут — не более семи, а чаще всего две–три минуты. Затем темный диск Луны постепенно сходит с солнечного диска, и затмение кончается. Общая продолжительность всех фаз солнечного затмения может длиться свыше двух часов.

Совершенно очевидно, что затмения Солнца могут происходить только во время новолуния.

§ 4.13. Лунные затмения

Земля, освещаемая Солнцем, отбрасывает от себя тень (и полутень) в сторону, противоположную Солнцу (рис. 4.17). Так как диаметр Солнца больше диаметра Земли, то ее тень подобно лунной тени имеет форму постепенно суживающегося конуса. Конус земной тени длиннее конуса лунной, а его диаметр на расстоянии Луны превышает диаметр Луны больше, чем в 2,5 раза.

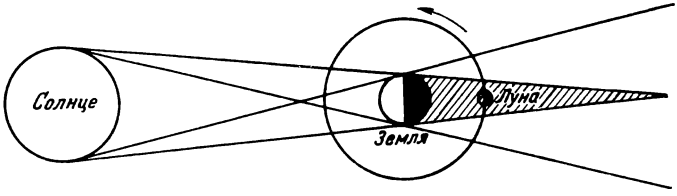


Рис. 4.17. Схема лунного затмения

При своем движении вокруг Земли Луна может попасть в конус земной тени, и тогда произойдет *лунное затмение*. Поскольку во время затмения Луна в действительности лишается солнечного света, то лунное затмение видно на всем ночном полушарии Земли и для всех точек этого полушария начинается в один и тот же физический момент и заканчивается также одновременно.

Так как Луна движется с запада на восток, то первым входит в земную тень восточный край Луны. На нем появляется ущерб, который постепенно увеличивается, и видимый диск Луны принимает форму серпа, отличающегося от серпа лунных фаз тем, что линия, отделяющая светлую часть диска Луны от затемненной, представляет собой дугу окружности с радиусом, приблизительно в 2,5 раза больше радиуса лунного диска. Заметим, что форма видимой части Луны во время затмения отличается от обусловленной лунными фазами. В последнем случае терминатор имеет вид полуэллипса.

Если Луна полностью войдет в земную тень, то произойдет полное затмение Луны, если в тени окажется только часть Луны, то затмение будет частным. Так как диаметр земной тени на расстоянии Луны от Земли может превышать диаметр Луны до 2,8 раза, то полное лунное затмение может продолжаться почти до двух часов.

Во время полной фазы затмения Луны она продолжает быть видимой, благодаря буро-красному свечению, обусловленному солнечным светом, преломившимся и рассеянным в земной атмосфере.

Полному или частному лунному затмению предшествует (и завершает их) полутеневое лунное затмение, когда Луна проходит сквозь земную полутень. Полутеневое затмение может быть и без последующего наступления теневого затмения.

Совершенно очевидно, что затмения Луны могут происходить только во время полнолуний.

§ 4.14. Условия наступления солнечных и лунных затмений

Если бы плоскость лунной орбиты совпадала с плоскостью эклиптики, то солнечные и лунные затмения происходили бы каждый синодический месяц. Но плоскость лунной орбиты наклонена к плоскости эклиптики под углом в $5°09'$,

поэтому Луна во время новолуния или полнолуния может находиться далеко от плоскости эклиптики, и тогда ее диск пройдет выше или ниже диска Солнца или конуса тени Земли, и никакого затмения не случится.

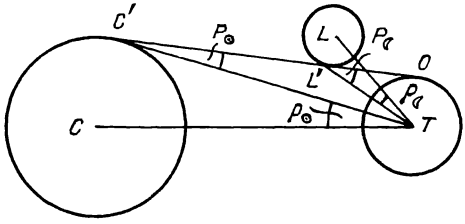


Рис. 4.18. Положение Солнца, Луны и Земли в момент начала солнечного затмения

Чтобы произошло солнечное или лунное затмение, необходимо чтобы Луна во время новолуния или полнолуния находилась вблизи узла своей орбиты, т. е. недалеко от эклиптики. Пусть на рис. 4.18 C, T, L обозначают центры Солнца, Земли и Луны и находятся в одной плоскости, перпендикулярной к плоскости эклиптики. Тогда $\angle LTC = \beta$ есть геоцентрическая эклиптическая широта Луны, и если этот угол будет меньше изображенного на рисунке, то произойдет, хотя и непродолжительное, частное затмение Солнца для точки O на Земле. Угол β равен сумме трех углов, а именно:

$$\beta = \angle LTL' + \angle L'TC' + \angle C'TC.$$

Но $\angle LTL' = \rho_{☾}$ есть угловой радиус Луны; $\angle C'TC = \rho_{\odot}$ — угловой радиус Солнца; угол $L'TC' = \angle TL'O - \angle TC'O$, где $\angle TL'O = p_{☾}$ есть горизонтальный параллакс Луны, а $\angle TC'O = p_{\odot}$ — горизонтальный параллакс Солнца. Следовательно,

$$\beta = \rho_{☾} + \rho_{\odot} + p_{☾} - p_{\odot}.$$

Если для величин в правой части принять их средние значения $\rho_{☾} = 15{,}5'$, $\rho_{\odot} = 16{,}3'$, $p_{☾} = 57{,}0'$, $p_{\odot} \approx 8{,}8''$, то $\beta = 88{,}7'$. Следовательно, для наступления хотя бы непродолжительного частного затмения Солнца необходимо, чтобы геоцентрическая эклиптическая широта Луны была меньше $88{,}7'$. Угловое расстояние центра Луны от узла, т. е. долгота Луны относительно узла Δl, может быть вычислена из сферического прямоугольного треугольника $☊\,\mathcal{E}L$ (рис. 4.19) по формуле

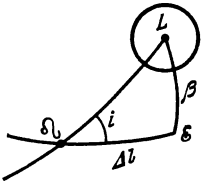


Рис. 4.19. Положение Луны относительно лунного узла в момент начала солнечного затмения

$$\sin \Delta l = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} i}.$$

При $\beta = 88{,}7'$ и $i = 5°09'$ получаем $\Delta l = 16{,}5°$. Очевидно, что затмение Солнца возможно и по другую сторону лунного узла, на таком же расстоянии от него. Дугу эклиптики в 33° Солнце, перемещаясь со средней скоростью $59'$ в сутки, проходит за 34 дня. Но за 34 дня обязательно будет новолуние, а может быть и два, так как продолжительность синодического месяца 29,5 суток. Следовательно, каждый год обязательно бывает два солнечных затмения (около двух узлов лунной орбиты), но может быть четыре и даже пять затмений. Редкая возможность пяти солнечных затмений в году случается тогда, когда первое происходит вскоре после 1 января. Тогда второе может наступить в следующее новолуние, третье и четвертое произойдут несколько раньше, чем через полгода, а пятое — через 354 дня после первого (за 354 дня пройдет 12 синодических месяцев).

Пусть теперь (рис. 4.20) C будет центр земной тени, угловой радиус которой на среднем расстоянии Луны равен $41'$; $L'L'$ — часть орбиты Луны, по которой движется центр Луны L, имеющий угловой радиус $15{,}5'$; Ω — восходящий узел лунной орбиты.

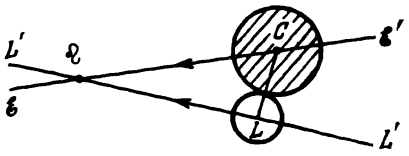


Рис. 4.20. Предельное расстояние центра земной тени от лунного узла при лунных затмениях

Для наступления лунного затмения необходимо, чтобы в полнолуние расстояние между центрами земной тени и Луны было меньше, чем $41' + 15{,}5' = 56{,}5'$. Из сферического прямоугольного треугольника $CL\,\Omega$ имеем

$$\sin CL = \sin C\,\Omega\ \sin \angle C\,\Omega\, L,$$

или

$$\sin 56{,}5' = \sin C\,\Omega\ \sin 5°09',$$

откуда получаем

$$C\,\Omega = \Delta l = 10{,}6°.$$

Следовательно, лунное затмение, хотя бы и непродолжительное, возможно в том случае, если центр земной тени отстоит от лунного узла, по одну или другую сторону, менее чем на $10{,}6°$. Тень Земли, перемещаясь по эклиптике со скоростью $59'$ в сутки, проходит это расстояние за 10,8 суток, а двойное расстояние в $21{,}2°$ — за 21,6 суток. Но так как синодический месяц содержит 29,53 суток, то одно полнолуние может произойти на расстоянии, большем $10{,}6°$ к западу от узла, а следующее полнолуние — на таком же расстоянии к востоку от узла, и тогда в этом месяце лунных затмений не будет. Тем более их не будет и в следующий месяц, так как центр Луны пройдет через узел спустя 27,21 дня (драконический месяц), а полнолуние случится на 2,32 дня позже. За 2,32 дня Луна уйдет от узла на $30°$, и центр ее пройдет мимо центра земной тени на расстоянии, большем $56{,}5'$.

Следующее лунное затмение может произойти лишь через полгода, вблизи другого узла лунной орбиты, но по тем же причинам его может и не быть.

Таким образом, на протяжении года может не произойти ни одного лунного затмения, а самое большее их может быть три. Три лунных затмения в году случаются тогда, когда первое из них происходит вскоре после 1 января, второе — в конце июня, а третье — в конце декабря, через 12 синодических месяцев (через 354 дня) после первого.

§ 4.15. Сарос

Последовательность затмений повторяется почти точно в прежнем порядке через промежуток времени, который называется *саросом* (сарос — египетское слово, означающее «повторение»). Сарос, известный еще в древности, составляет 18 лет и 11,3 суток. Действительно, затмения будут повторяться в прежнем порядке (после какого-либо начального затмения) спустя столько времени, сколько необходимо, чтобы та же фаза Луны случилась на том же расстоянии Луны от узла ее орбиты, как и при начальном затмении.

Фазы Луны повторяются в среднем через 29,53 суток; возвращение Луны к одному и тому же узлу своей орбиты происходит через 27,21 суток, а промежуток времени между двумя последовательными прохождениями центра Солнца через один и тот же узел лунной орбиты, называемый драконическим годом, равен

346,62 суток. Следовательно, период повторяемости затмений (сарос) будет равен промежутку времени, по истечении которого начала этих трех периодов будут снова совпадать. Оказывается, что 242 драконических месяца почти в точности равны 223 синодическим месяцам, а также 19 драконическим годам, а именно:

242 драконических месяца = 6 585,36 суток;

223 синодических месяца = 6 585,32 суток = 18 лет 11 дней 7 часов 42 минуты;

19 драконических лет = 6 585,78 суток.

Так как 223 синодических месяца на 0,04 суток короче, чем 242 драконических месяца, то через 6585 дней новолуние (или полнолуние) будет происходить на несколько ином расстоянии от узла лунной орбиты, чем 18 лет назад. Поэтому условия затмений не будут повторяться в точности. Кроме того, так как в саросе содержится целое число суток и еще примерно 1/3 суток, то области видимости затмений за 18 лет перемещаются по земной поверхности к западу примерно на 120°.

В течение каждого сароса происходит 70 затмений, из них 41 солнечное и 29 лунных. Таким образом, солнечные затмения происходят чаще лунных, но в данной точке на поверхности Земли чаще можно наблюдать лунные затмения, так как они видны на целом полушарии Земли, тогда как солнечные затмения видны лишь в сравнительно узкой полосе. Особенно редко удается видеть полные солнечные затмения, хотя в течение каждого сароса их бывает около 10. В данной точке земной поверхности полные солнечные затмения видны в среднем один раз в 200–300 лет.

Последнее в XX столетии полное солнечное затмение наблюдалось в Европе и Малой Азии 11 августа 1999 г.



Вопросы и упражнения к Главе 4

1. При наблюдениях простым глазом, без телескопа, имеет ли место явление аберрации?
2. Где находится апекс суточной аберрации?
3. Оцените постоянную суточной аберрации. Когда суточная аберрация у светила максимальна?
4. Чем отличаются тепловые пояса на Земле и на Марсе?
5. Выведите выражение для величины отклонения к востоку тела, падающего с высоты h.
6. Можно ли объяснить причину отклонения падающих тел к востоку тем, что падая с вершины башни, тело сохраняет горизонтальную скорость вершины башни, которая больше скорости основания, и отклонение к востоку равно разности скоростей, умноженной на время падения? Совпадает ли такая оценка с результатом по формуле (4.2)?
7. Какие еще механические следствия вращения Земли вы знаете?
8. С какого края начинаются частные фазы солнечного затмения в южном полушарии Земли? А лунного?
9. Какова длина конуса земной тени от солнечных лучей с учетом рефракции в земной атмосфере? Может ли попасть в него Луна во время центрального затмения?
10. Выведите соотношение между постоянной аберрации и параллаксом Солнца.

Глава 5

Практические задачи астрономии и фундаментальная астрометрия

§ 5.1. Астрономическая труба как угломерный инструмент

Из принципов решения астрономических задач следует, что во время наблюдений необходимо измерять углы в горизонтальной и вертикальной плоскостях и отмечать моменты времени.

Измерение углов проводится угломерными инструментами различных конструкций. Современные астрономические угломерные инструменты являются довольно сложными, прецизионными приборами. Здесь нет необходимости входить в технические детали и рассматривать все многочисленные конструкции угломерных инструментов. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся только кратким описанием главнейших из них и рассмотрим лишь основные идеи их устройства.

Основными частями угломерного инструмента являются точно разделенные круги и астрономическая труба (телескоп), играющая роль визира.

Астрономическая труба в принципе состоит из тубуса и двух двояковыпуклых собирающих линз, помещенных на ее концах. Одна из линз, обращенная к рассматриваемому объекту, называется *объективом*, другая, обращенная к глазу наблюдателя, — *окуляром*[1]. Прямая, соединяющая центры объектива и окуляра, называется *оптической осью* трубы.

Объектив служит для получения изображений небесных светил. Из оптики известно, что выпуклые линзы дают действительное, уменьшенное и перевернутое изображение удаленных предметов, а так как расстояния до небесных светил очень велики, то их изображения, кроме того, всегда находятся в фокальной плоскости объектива, проходящей через его фокус и перпендикулярной к оптической оси. Для краткости астрономы говорят, что изображение светила получается в фокусе объектива. Это изображение рассматривается в окуляр, который действует как увеличительное стекло (лупа). Чтобы изображение было резким, необходимо совместить фокус окуляра с фокусом объектива.

Увеличение n телескопа находится по фокусному расстоянию F объектива и фокусному расстоянию f окуляра:

$$n = \frac{F}{f}. \tag{5.1}$$

В астрономических трубах фокусные расстояния объективов обычно бывают от нескольких дециметров до двух десятков метров, редко больше; фокусные расстояния окуляров — от 0,5 см до 5–6 см.

[1] Для компенсации оптических погрешностей линз объектив и окуляр собираются из двух и из трех линз.

Большие астрономические трубы угломерных инструментов всегда снабжаются несколькими окулярами с различными фокусными расстояниями, позволяющими получать увеличение трубы в пределах от 100 до 300 раз.

В угломерных инструментах астрономическая труба должна обязательно иметь крест паутинных нитей, помещаемый в фокальной плоскости объектива. Прямая линия, соединяющая пересечение нитей креста с ближайшей к нему главной точкой объектива, называется *визирной линией*. Если изображение какой-либо точки светила находится на кресте нитей, то визирная линия имеет именно то направление, по которому луч света от этой точки идет к наблюдателю.

Кроме этого важного свойства фиксации направления в пространстве, телескоп увеличивает количество света, попадающего в глаз наблюдателя, и позволяет видеть более слабые звезды, чем невооруженным глазом. Действительно, так как диаметр объектива трубы всегда гораздо больше диаметра зрачка, то, глядя в трубу, глаз от каждой светящейся точки получает значительно больше света, чем без трубы.

§ 5.2. Универсальный инструмент

Одним из основных угломерных инструментов, позволяющих в любой точке земной поверхности измерять горизонтальные координаты светила, является *универсальный инструмент* (рис. 5.1), который состоит из небольшой астрономической трубы, имеющей возможность поворачиваться вокруг двух взаимно перпендикулярных осей — *горизонтальной и вертикальной*. Установка осей в плоскости математического горизонта и в вертикальной плоскости производится с помощью уровней и регулировочных винтов.

Углы поворота трубы около той и другой оси отсчитываются по двум кругам, или *лимбам*, — вертикальному и горизонтальному. Вертикальный круг соединен с горизонтальной осью и служит для отсчетов углов в вертикальной плоскости; горизонтальный круг соединен с вертикальной осью и по нему отсчитываются углы в горизонтальной плоскости.

Круги делятся штрихами на градусы, а каждый градус — на 2, 3, 6 или 12 частей, т. е. между двумя соседними штрихами содержится $30'$, $20'$, $10'$ или $5'$. Обычно оцифровывается каждый градус.

Отсчеты каждого лимба производятся с помощью концентрического с ним круга, или части круга, на котором наносится нулевой штрих (указатель) для отсчета целых делений лимба.

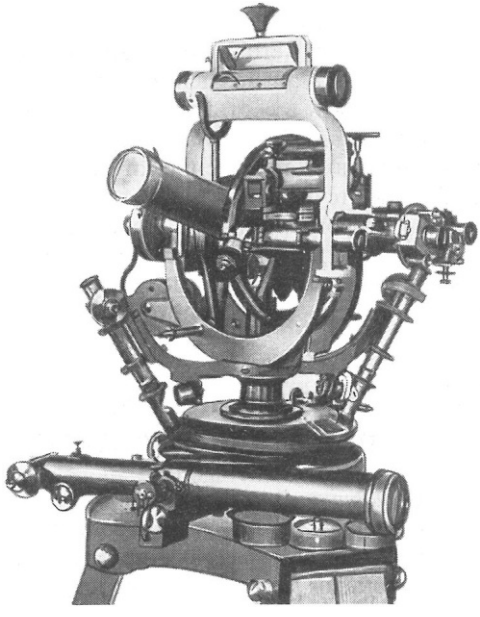


Рис. 5.1. Универсальный инструмент

Для отсчета долей деления лимба служит микроскоп-микрометр, позволяющий отсчитывать углы с точностью до $30''$, $20''$, $10''$ или $5''$.

Все отсчеты производятся сквозь лупу, а иногда и в микроскоп, так как деления кругов очень мелки.

Если центр лимба не совпадает с центром оси вращения, то отсчет по одному верньеру будет ошибочен. Эта ошибка в отсчете называется *ошибкой эксцентриситета*. Она исключается при отсчетах лимба в двух диаметрально противоположных точках круга, из которых берется среднее арифметическое. Поэтому все угломерные инструменты имеют по два верньера для каждого лимба.

В идеальном инструменте вертикальная и горизонтальная оси должны быть взаимно перпендикулярны, визирная линия перпендикулярна к горизонтальной оси, а центры осей вращения должны проходить точно через центры разделенных кругов. Но идеальных инструментов не бывает. Поэтому одной из важнейших задач практической астрономии является изучение всех ошибок инструментов и разработка методов их исключения из результатов наблюдений, или учета их влияния на измеряемые величины. В дальнейшем мы будем считать инструменты безошибочными, что равносильно тому, что их инструментальные ошибки учтены.

Универсальные инструменты изготовляются сравнительно небольших размеров. Диаметры разделенных кругов находятся в пределах от 10 до 30 см, а фокусные расстояния их труб — от 10 до 50 см.

Если в универсальном инструменте вертикальный круг разделен более точно, чем горизонтальный, то такой инструмент называется *вертикальным кругом*. Если горизонтальный круг разделен точнее вертикального, то инструмент называется *теодолитом*. Последний употребляется главным образом в геодезических работах при измерении горизонтальных углов.

Универсальный инструмент употребляется почти исключительно как переносный в различного рода экспедициях для определения главным образом географических координат места наблюдения (λ и φ) и азимутов земных предметов.

Если универсальный инструмент безошибочен и с помощью уровней установлен так, что его горизонтальная ось находится в плоскости математического горизонта, то при вращении трубы вокруг этой оси визирная линия трубы будет поворачиваться в вертикальной плоскости.

При наведении трубы на какой-либо предмет отсчет на горизонтальном круге будет указывать положение круга высоты этого предмета. Наведя трубу на второй предмет и отсчитав показание горизонтального круга, мы получим положение круга высоты второго предмета. Поэтому разность двух отсчетов горизонтального круга равна разности азимутов этих двух предметов. Для определения же азимута какого-либо предмета необходимо знать отсчет горизонтального круга при положении трубы в плоскости небесного меридиана (см. § 5.10).

§ 5.3. Меридианный круг и пассажный инструмент

Меридианный круг (рис. 5.2) состоит из астрономической трубы AB, которая может вращаться вокруг горизонтальной оси EW. Последняя лежит на прямоугольных вырезах (*лагерах*), прикрепленных к кирпичным или каменным столбам, установленным на солидном фундаменте. Горизонтальная ось меридианного круга должна быть направлена точно с востока на запад. Тогда труба будет располагаться и вращаться точно в плоскости небесного меридиана.

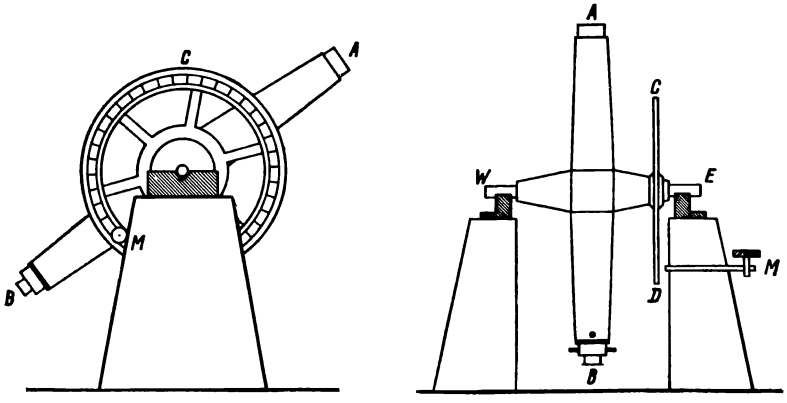


Рис. 5.2. Схема меридианного круга

На горизонтальную ось EW наглухо насажен круг CD (или два круга), вращающийся вместе с трубой AB. На круге с очень большой точностью нанесены штрихи через каждые 2 или $4'$. Отсчеты на круге производятся по неподвижному указателю M, укрепленному на столбе. Увеличение точности отсчета достигается с помощью микроскопа с измерительным приспособлением — *микрометром*, установленным рядом с неподвижным указателем. Микроскоп-микрометр позволяет измерять расстояния указателя от ближайшего деления круга, т. е. отсчитывать показания круга с точностью до $0{,}1''$. При точных измерениях устанавливают два или четыре таких микроскопов-микрометров, располагая их на концах одного или двух диаметров круга. Когда труба меридианного круга направлена в зенит, один из указателей должен находиться точно против нулевого деления круга. Тогда отсчет по этому указателю при наведении трубы на любое светило сразу даст зенитное расстояние этого светила или дополнение к зенитному расстоянию до 360°, в зависимости от того, в каком направлении оцифрован круг.

Если против указателя стоит нулевое деление круга, а труба при этом направлена в верхнюю точку небесного экватора, то отсчет по этому указателю при наведении трубы на светило сразу даст склонение светила или дополнение к нему до 360°.

Размеры меридианных кругов различны. Диаметры разделенных кругов могут быть от 0,5 до 1 м, длина трубы от 1,5 до 3 м, диаметр объектива трубы — от 10 до 20 см. Меридианный круг используется главным образом для определения экваториальных координат светил (α и δ).

Поскольку труба меридианного круга может вращаться только в плоскости небесного меридиана, наблюдения каждого светила возможны только вблизи его кульминации. При этом крест нитей в фокальной плоскости трубы устанавливается так, чтобы изображение звезды двигалось по горизонтальной нити. Тогда отсчеты круга дадут либо склонение светила δ, либо его зенитное расстояние z в момент кульминации, по которому можно вычислить склонение.

Для определения прямого восхождения светила наблюдатель отмечает по часам момент пересечения светилом вертикальной нити креста, т. е. момент кульминации светила, поскольку вертикальная нить должна находиться точно в плоскости небесного меридиана. По этому моменту затем вычисляется прямое восхождение светила (см. § 5.12).

Стационарный — *пассажный инструмент* устроен совершенно так же, как и меридианный круг, только вместо точного разделенного круга на горизонтальную

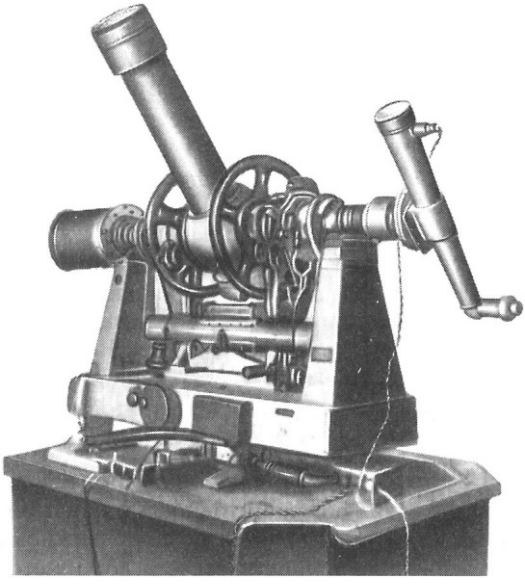


Рис. 5.3. Фотоэлектрический пассажный инструмент

ось насажен небольшой круг — искатель который служит для приближенной установки трубы на нужную высоту над горизонтом. Этот инструмент используется только для наблюдения моментов прохождения светил через меридиан, по которым затем вычисляются их прямые восхождения.

Для определения точного времени, которое также получается из моментов прохождения светил через меридиан, употребляются небольшие переносные пассажные инструменты (рис. 5.3), которые, кроме размеров, отличаются от стационарных пассажных инструментов некоторыми конструктивными особенностями. Главная из них та, что с помощью особого приспособления и благодаря наличию ломаной трубы горизонтальную ось вместе с трубой во время наблюдений одного и того же светила можно быстро переложить так, что восточный конец оси ляжет на западный лагер (подставку), а западный — на восточный. Такая перекладка необходима для исключения ошибок инструмента.

Переносный пассажный инструмент, установленный в меридиане, используется главным образом для определения точного времени по звездам. Во время наблюдений отмечаются моменты прохождения звезд не только через центральную (среднюю) вертикальную нить, но и через ряд нитей до и после нее. Затем по известным расстояниям боковых нитей от центральной приводятся все моменты времени к моменту прохождения звезды через центральную нить и берут среднее арифметическое из всех чисел, получая, таким образом, более точное значение момента кульминации звезды.

В фотоэлектрическом пассажном инструменте в фокальной плоскости объектива вместо сетки нитей устанавливается визирная решетка, представляющая собой непрозрачную пластину с рядом параллельных прозрачных щелей. Визирная решетка располагается так, чтобы изображение звезды двигалось в поле зрения перпендикулярно к ее щелям, позади которых располагается фотоумножитель (см. § 7.4). При движении звезды свет от нее, проходя поочередно щели решетки, попадает на фотоумножитель. Под действием света в анодной цепи фотоумножителя возникает фототок, моменты появления которого и регистрируются специальными приборами.

Для наведения трубы на звезду фотоэлектрический пассажный инструмент снабжается дополнительной трубой — искателем.

Фотоэлектрические наблюдения имеют существенное преимущество перед визуальными, так как они почти полностью свободны от ошибок, вносимых наблюдателем.

§ 5.4. Зенит-телескоп, призменная астролябия, фотографическая зенитная труба

Кроме основных инструментов, описанных в предыдущих параграфах, на современных обсерваториях для некоторых наблюдений используются специальные инструменты. Так, например, *зенит-телескоп* (рис. 5.4) служит для точного измерения малых разностей зенитных расстояний звезд вблизи зенита. Систематические наблюдения на зенит-телескопах ведутся главным образом для определения точных значений географической широты места наблюдения, с целью изучения движений полюсов Земли (см. § 4.6).

Призменная астролябия служит исключительно для наблюдения звезд на некоторой постоянной высоте h_0, обычно близкой к 60°. Схема призменной астролябии дана на рис. 5.5. Свет от звезды падает на верхнюю грань равносторонней треугольной призмы и на «ртутный горизонт» (поверхность ртути в плоском сосуде). Пройдя через верхнюю грань призмы и отразившись от ее нижней грани, лучи света от звезды попадают на объектив. Пройдя его и отразившись от двух зеркал, они дают в фокальной плоскости объектива изображение звезды, движущееся вверх при увеличении ее высоты. Лучи, отраженные от ртутного горизонта, падают на нижнюю грань призмы и, пройдя ее и отразившись от ее верхней грани, попадают в объектив и дают в его фокальной плоскости второе изображение звезды, движущееся вниз при увеличении высоты звезды. Наблюдение на призменной астролябии заключается в отметке момента, когда эти изображения совпадают. Это случится при достижении звездой

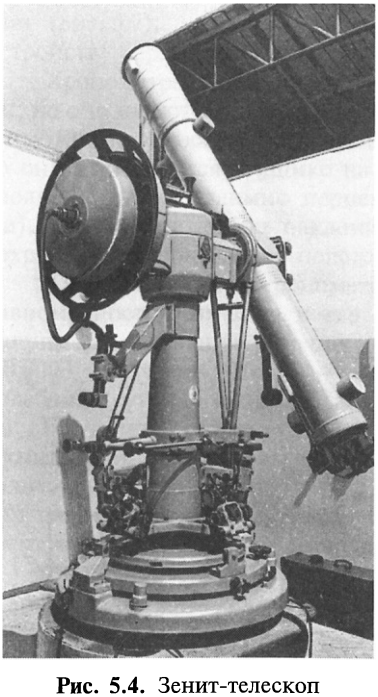


Рис. 5.4. Зенит-телескоп

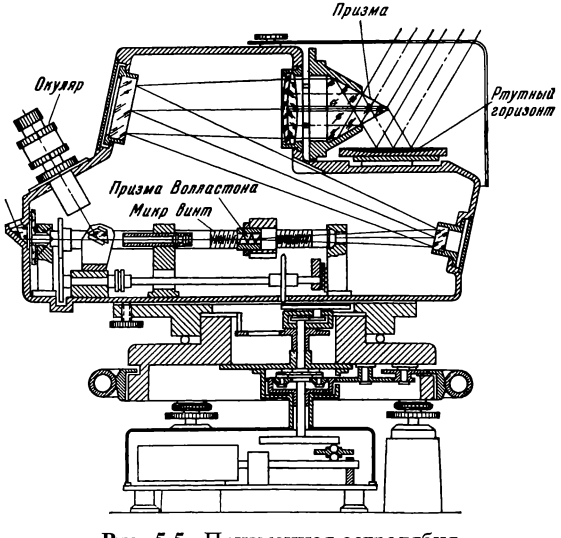


Рис. 5.5. Призменная астролябия

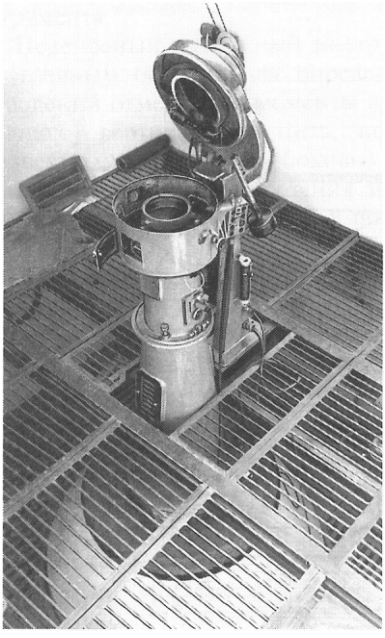
альмукантарата h_0. Отмеченный момент времени и известная высота h_0 позволяют вычислить географическую широту места наблюдения и точное местное время.

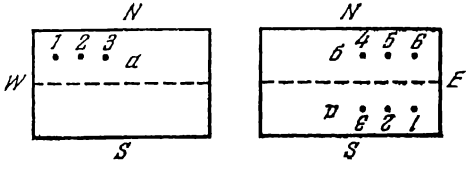
Для увеличения точности наблюдений астролябия имеет специальную призму (призму Волластона), перемещая которую с помощью микрометрического винта, можно удерживать оба изображения звезды на постоянном расстоянии друг от друга. По записанным моментам от контактов барабана момент прохождения звездой альмукантарата h_0 получается точнее.

Для наблюдений в различных азимутах астролябия может вращаться около вертикальной оси.

Фотографическая зенитная труба (ФЗТ) используется также для определения географической широты места наблюдения и точного времени. Устройство ФЗТ и наблюдения на ней принципиально отличаются от устройства и наблюдений на ранее описанных инструментах. Фотографическая зенитная труба состоит из неподвижной вертикальной трубы (рис. 5.6 *а*), оптическая ось которой располагается строго вертикально, и ртутного горизонта, помещенного под объективом на расстоянии несколько большем половины его фокусного расстояния. Лучи звезд, находящихся близко к зениту, пройдя объектив и отразившись от поверхности ртути, идут вверх и образуют изображения звезд немного ниже объектива. В этом месте, перпендикулярно к оптической оси, помещается фотопластинка, которая плавно передвигается часовым механизмом перпендикулярно к плоскости небесного меридиана.

Наблюдения на ФЗТ состоят в том, что незадолго до кульминации избранной звезды открывают фотопластинку и, то двигая ее часовым механизмом со скоростью изображения звезды, то останавливая на некоторое время, получают несколько изображений звезды до меридиана (рис. 5.6 *б*, точки 1, 2, 3). Около момента кульминации объектив вместе с пластинкой поворачивают вокруг вертикальной





а *б* *в*

Рис. 5.6. *а* — Фотографическая зенитная труба; *б* и *в* — изображения звезд на фотопластинке

оси точно на 180° и получают несколько изображений звезды после прохождения меридиана (рис. 5.6 *в*, точки 4, 5, 6).

Из измерений расстояний между рядами *б* и *в* и между изображениями звезды и по отметкам времени, которые автоматически впечатываются на эту же пластинку, вычисляются время кульминации звезды и ее зенитное расстояние в этот момент. По этим данным, зная склонение и прямое восхождение звезды, определяют географическую широту места наблюдения и точное время.

§ 5.5. Астрономические часы и хронометры

При всех астрономических наблюдениях необходимо с той или иной степенью точности отмечать и записывать моменты наблюдаемых явлений. Для этой цели служат астрономические часы и хронометры самых разнообразных конструкций.

Маятниковые часы в астрономической практике уже давно не употребляются. Они были основаны на свойстве маятника сохранять в идеальных условиях постоянным период своего колебания, который зависит от длины маятника. В астрономических часах маятники делали секундные, т. е. совершающие одно колебание (справа налево, или слева направо) за одну секунду. Длина такого маятника около 1 м.

Хронометры (переносные часы) используются главным образом в экспедициях и в мореплавании (рис. 5.7). Устройство хронометра аналогично устройству карманных часов.

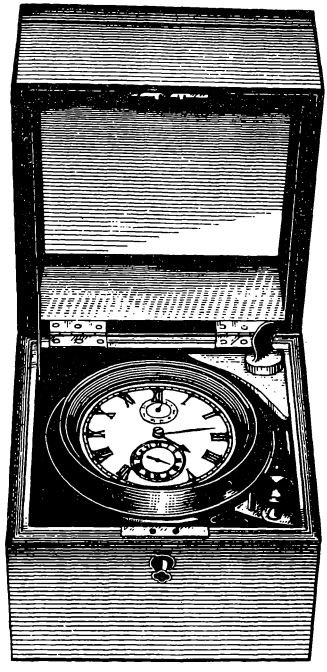


Рис. 5.7. Хронометр

Хронометры менее точны, чем маятниковые часы, но они имеют то преимущество перед часами, что их можно переносить, не нарушая их хода. Для этого они помещаются в ящике на карданном подвесе (подвес с двумя взаимно перпендикулярными осями), так что при любых наклонах ящика хронометр сохраняет горизонтальное положение.

Качество часов и хронометров характеризуется равномерностью их хода и его постоянством. Так, например, колебания суточного хода маятниковых часов Федченко — не более $\pm 0{,}0003^s$, а часов Шорта — порядка $\pm 0{,}001^s - 0{,}002^s$. У хорошего хронометра колебания суточного хода обычно не превосходят $\pm 0{,}3^s$.

Часы или хронометры регулируются так, чтобы стрелки их циферблатов отсчитывали ровно $24^h00^m00^s$ либо за время звездных суток, либо за время средних солнечных суток. В первом случае часы будут идти по звездному времени, и тогда они называются *звездными часами*, во втором случае — по среднему солнечному времени, и тогда они называются *средними*.

Для более точных отметок моментов времени во время наблюдений часы и хронометры снабжаются контактным приспособлением, замыкающим или размыкающим ток в цепи регистрирующего набора. Такие хронографы позволяют отмечать (или записывать, фотографировать) показания часов и хронометров в моменты наблюдений тех или иных явлений с точностью гораздо большей, чем отметка моментов на слух.

Развитие радиотехники и электроники привело к созданию колебательных систем, стабильность которых, при определенных условиях, оказалась значительно выше, чем у механических маятниковых часов. Поэтому в настоящее время маятниковые часы используются только в тех случаях, когда достаточно знать время с небольшой точностью. В современных же службах времени для его хранения и распространения используют *кварцевые часы*, *молекулярные* и *атомные стандарты частоты*.

Во всех этих приборах измерение времени основано на точном счете числа колебаний, возникающих в системе прибора и происходящих с исключительным постоянством частоты.

Кварцевые часы (рис. 5.8) представляют собой генератор переменного электрического тока, колебания которого задаются пьезоэлектрическими деформациями кристаллической кварцевой пластинки, происходящими в переменном электрическом поле. В зависимости от формы и величины кварца частота колебаний может достигать сотен килогерц или десятков мегагерц. Упругие деформации кварцевой пластинки подобно колебаниям маятника в обычных часах обеспечивают постоянство частоты кварцевого генератора с относительной стабильностью, достигающей $10^{-9} - 10^{-11}$. Это означает, что частота, скажем, в 1 МГц выдерживается с точностью $10^{-4} - 10^{-5}$ Гц. С такой же относительной точностью при помощи кварцевых часов измерится какой-либо интервал времени. В итоге колебания суточного хода кварцевых часов (т. е. за 10^5 с) составляет $10^{-5} - 10^{-6}$ с, что по крайней мере на два порядка выше точности маятниковых часов. Однако на больших интервалах времени ход кварцевых часов плавно изменяется за счет деформаций кристаллической структуры кварца, называемых его «старением».



Рис. 5.8. Кварцевые часы

Атомные часы основаны на использовании частоты электромагнитных колебаний, возникающих при дискретных переходах между энергетическими уровнями в атоме (см. § 6.6). Однако вследствие тепловых движений атомов обычные спектральные линии слишком широки, т. е. содержат излучение в заметном интервале частот. Поэтому их нельзя использовать в качестве точного эталона частоты. Для этой цели пригодны источники только очень узких спектральных линий, такие как, например, квантовые генераторы, излучающие запрещенные спектральные линии, возникающие при переходах с метастабильных уровней. В реально осуществленных атомных часах использовались мазеры, работавшие на атомарном водороде и щелочных металлах, которые и позволили получить относительную стабильность частоты вплоть до $10^{-13} - 10^{-14}$.

Чтобы регистрировать моменты времени на практике, необходимо создать колебания с частотой, значительно меньшей, чем у мазеров и даже кварцевых генераторов. Для этого кварцевые и атомные часы снабжают электронными делителями частоты, позволяющими на выходе получать импульсы различной длительности,

вплоть до секундных, которые используются для приведения в движение секундной стрелки часов. Атомные часы могут также работать в паре с кварцевыми, регулярно подправляя частоту их колебаний.

Имеется и другой принцип атомных часов, когда используется умноженная в соответствующее число раз частота кварцевого генератора. В этом случае атомный стандарт служит репером, контролирующим частоту колебаний кварца. Так работает наиболее распространенный в настоящее время эталон частоты — цезиевый стандарт, с точностью около 10^{-13} воспроизводящий основную единицу измерения времени — атомную секунду (см. § 1.12), принятую в системе СИ.

§ 5.6. Практические задачи астрономии

Как и всякая другая наука, астрономия находит множество практических применений. Уже несколько тысяч лет ее методы и достижения тесно связаны с народным хозяйством и жизнью людей. Они постоянно требуются при составлении календарей и карт, выполнении строительных работ, хранении и передаче сигналов точного времени и т. д.

С введением атомного стандарта частоты само определение времени перестало быть астрономической задачей. Поэтому в настоящее время наиболее важным в астрономии является *определение географических координат* и *азимутов земных предметов*, *навигация* (для которой необходимо изучение вращения Земли), а также *использование ИСЗ* для разных целей, например для поддержания сетей «Интернет».

Трудно найти такую область человеческой деятельности, где знание времени не имело бы существенного значения. Знать время с той или иной степенью точности необходимо и для решения проблем научного характера, и для решения целого ряда народнохозяйственных задач, и, наконец, в быту, в повседневной жизни каждого человека. Для удовлетворения бытовых нужд широковещательные радиостанции России и других стран в конце каждого часа передачи посылают в эфир шесть сигналов точного времени. Для обеспечения запросов науки и техники специальные радиостанции и станции навигационной системы Global Positining System (GPS) передают ежедневно, и в общей сложности почти круглосуточно, сигналы точного времени, принимая которые, можно знать время с точностью до нескольких микросекунд. Передача сигналов точного времени осуществляется научными лабораториями, носящими название «служб времени». Для этой цели каждая служба времени имеет точные (прецизионные) часы, которые в моменты передач должны показывать точное время.

Знание точного времени необходимо и при определении географических координат пунктов на поверхности Земли и прежде всего при определении географической долготы λ (см. § 1.16). Определения же географических координат и азимутов земных предметов необходимо для изучения размеров и формы Земли методом триангуляции (см. § 3.1). В этой области практическая астрономия тесно связана с такими науками, как геодезия и гравиметрия, и имеет большое значение для народного хозяйства. Координаты пунктов триангуляции служат опорными при топографических съемках различных масштабов, на основе которых составляются карты и планы местности, совершенно необходимые для правильного, научного развития производительных сил и экономики страны.

Изменения географических широт, обнаруженные в конце XIX в. (см. § 4.6), требуют систематического их изучения и учета. Поэтому специальные научные станции службы широты регулярно определяют географическую широту мест своего расположения.

Наконец, астрономические методы ориентировки, включая использование навигационных ИСЗ, несмотря на возникновение иных способов и приборов, до сих пор остаются наиболее надежными в далеких плаваниях и перелетах. Особое значение астрономические способы ориентировки имеют при космических полетах. Поэтому в следующих параграфах мы рассмотрим принципы, лежащие в основе этих методов. Решение всех этих практических задач возможно только при наличии определенной *системы отсчета*, реализуемой при помощи фундаментального каталога звезд и принятой шкалы времени. Построение такой системы отсчета — предмет фундаментальной астрометрии, которой посвящен конец данной главы.

§ 5.7. Определение времени и географической долготы

а) Определение всемирного времени. Разность между временем T в какой-либо момент по стандартной шкале и показаниями рабочих часов T' в этот момент называется *поправкой часов* u, т. е.

$$u = T - T', \tag{5.2}$$

отсюда

$$T = T' + u. \tag{5.3}$$

Иными словами, поправка часов и есть величина, которую нужно прибавить к показанию часов T', чтобы получить точное время T.

Следовательно, *определение точного времени сводится к определению поправки часов или хронометра*. Поправка часов u может быть положительной (показание часов T' меньше точного времени T — часы «отстали») и отрицательной (показания часов T' больше точного времени T — часы «ушли вперед»). Поправка часов $u = 0$, если $T' = T$, т. е. часы показывают точное время.

Из-за технического несовершенства часов и влияния внешней среды их поправка не остается постоянной. Изменение поправки часов за определенный промежуток времени называется *ходом часов* ω, т. е.

$$\omega = \frac{u_2 - u_1}{T_2' - T_1'}. \tag{5.4}$$

Ход часов считается положительным, если их поправка с течением времени увеличивается (часы «отстают») и отрицательным, если она уменьшается (часы «спешат»).

Из астрономических наблюдений обычно определяется местное звездное время s того меридиана, на котором эти наблюдения производятся, а по нему находится местное среднее солнечное время T_m, которое затем может быть выражено в любой другой системе счета времени (см. § 1.16). Звездное время $s = \alpha + t$ (см. § 1.13). На основании (5.3) имеем

$$s = T' + u = \alpha + t,$$

откуда

$$u = \alpha + t - T'. \tag{5.5}$$

Таким образом, чтобы определить поправку часов u (точное время), необходимо измерить часовой угол t какого-либо светила с известным прямым восхождением α и в момент измерения угла отметить показания часов T'.

Если отметить показания часов T' в момент верхней кульминации светила ($t = 0$), то поправка часов будет

$$u = \alpha - T'. \tag{5.6}$$

Определение всемирного времени из наблюдений звезд в моменты их кульминаций — наиболее распространенный метод решения этой задачи.

Всемирное время, определенное таким путем, принято называть UT (Universal Time).

Из сравнения шкал всемирного и атомного времени можно получить информацию о неравномерности вращения Земли (см. § 4.7).

б) Определение географической долготы λ. Решение этой задачи основано на том, что разность местных времен на двух меридианах в один и тот же момент равна разности долгот этих меридианов, выраженной в часовой мере (см. § 1.16). В настоящее время географические долготы отсчитываются от гринвичского меридиана, долгота которого принята равной нулю. Следовательно, если T_m — местное время какого-либо меридиана с восточной долготой λ от Гринвича, а T_0 — гринвичское время, то

$$\lambda = T_m - T_0. \tag{5.7}$$

Таким образом, определение долготы какого-либо пункта сводится к одновременному определению местного времени в данном пункте и местного времени на начальном меридиане. До изобретения радио решение такой задачи представляло значительные трудности. Главная из них заключалась в определении гринвичского времени T_0. Старые методы определения долгот были и приближенными (гринвичское время определялось из наблюдений затмений Луны, покрытий звезд Луной, из наблюдений явлений в системе галилеевых спутников Юпитера), и очень трудоемкими (способ «перевозки хронометров»). Изобретение телеграфа несколько облегчило задачу, но и оно не сняло всех трудностей в этом вопросе.

В современных методах определения долгот гринвичское время получается из приема сигналов точного времени по радио (см. § 5.6). Из приема радиосигналов до и после астрономических наблюдений вычисляется поправка часов u_0 относительно гринвичского меридиана для того же момента, для которого из наблюдений получена поправка часов u относительно меридиана данного пункта. Тогда долгота пункта на основании соотношений (5.3) и (5.7) получится из уравнения

$$\lambda = u - u_0,$$

так как $T_m = T' + u$, а $T_0 = T' + u_0$.

§ 5.8. Определение географической широты φ и поправки часов u

а) Определение φ и u по измеренным зенитным расстояниям светил. Решение этих двух задач основано на применении формулы (1.37) параллактического треугольника

$$\cos z = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos t, \tag{5.8}$$

где $t = s - \alpha$, или на основании (5.5):

$$t = T' + u - \alpha. \tag{5.9}$$

Если измерено зенитное расстояние светила z или его высота $h = 90° - z$ и в момент измерения отмечен момент T' по звездным часам, а α и δ светила взяты из Астрономического ежегодника на момент наблюдения, то в уравнении (5.8) неизвестными остаются две величины, φ и u. Следовательно, для их определения надо иметь второе такое же, но независимое уравнение, т. е. надо измерить

зенитное расстояние по крайней мере еще одного светила и считать, что u за время наблюдения этих светил не меняется. Обычно так и поступают, когда производится совместное определение широты и поправки часов. При этом наблюдают не две, а несколько звезд, и полученные уравнения решают методом наименьших квадратов или методом последовательных приближений.

Если же известна одна из этих величин, то вторую легко вычислить из уравнений (5.8) и (5.9).

Наибольшей точности можно достичь, если наблюдать почти одновременно две звезды, кульминирующие одна к югу, а другая к северу от зенита, но на одинаковых высотах. Как видно из формул (1.7) и (1.11), в этом случае широта места равна полусумме склонений этих звезд. Такой метод был предложен датским астрономом П. Горребовым в XVIII в., а в середине XIX в. реализован американским астрономом А. Талькоттом. Аналогично, если наблюдать также на равных высотах две звезды, примерно симметричные относительно меридиана, то полусумма их прямых восхождений будет соответствовать звезде, проходящей через меридиан, что позволит точно определить звездное время, а следовательно, и поправку часов. Этот способ был предложен русским геодезистом Н. Я. Цингером в 1874 г.

Если одна из двух величин (φ или u) известна, то другую легко вычислить из уравнений (5.8) и (5.9). Пусть, например, известна географическая широта φ места наблюдения. Тогда из уравнения (5.8) получим

$$\cos t = \frac{\cos z - \sin\varphi \sin\delta}{\cos\varphi \cos\delta},$$

откуда вычисляем t, а из уравнения (5.9) находим $u = t - T' + \alpha$.

Если известна поправка часов u, то из уравнения (5.8) вычисляется географическая широта φ.

В принципе для решения этих задач можно измерять зенитное расстояние любого светила, находящегося в любой точке неба над горизонтом. Однако для определения поправки часов u выгоднее измерять зенитные расстояния тех светил, которые в момент наблюдения находятся вблизи первого вертикала, т. е. у которых азимут близок к 90 или к 270°. В этом случае зенитные расстояния светил изменяются быстрее всего и, следовательно, момент наблюдения T' отмечается с большей точностью.

Для определения географической широты φ, наоборот, выгоднее измерять зенитные расстояния светил, находящихся вблизи меридиана. В этом случае их зенитные расстояния изменяются сравнительно медленно и тем самым возможная погрешность в отмеченном моменте T' мало повлияет на окончательный результат. С этой точки зрения очень выгодно наблюдать Полярную звезду, так как она всегда близка к меридиану и во всякое время удобна для точного определения широты места. Кроме того, ее высота над горизонтом всегда мало отличается от широты места наблюдения и может быть принята за приближенное значение этой величины с погрешностью, не превосходящей ±1°

б) Определение φ и u из наблюдений в момент кульминации светил. Если светило находится в кульминации, то его часовой угол t равен 0 или 180°(12^h). Тогда из формулы (5.8) следует:

1) если светило кульминирует к югу от зенита, то

$$\varphi = \delta + z; \qquad (5.10\text{ а})$$

2) если к северу от зенита, то

$$\varphi = \delta - z; \qquad (5.10\text{ б})$$

3) если светило находится в нижней кульминации, то

$$\varphi = 180^\circ - \delta - z. \qquad (5.10\text{ в})$$

Из уравнения (5.9) для момента

$$\begin{aligned} &\text{верхней кульминации} \quad u = \alpha - T', \\ &\text{нижней кульминации} \quad u = \alpha - T' + 12^{\text{h}}. \end{aligned} \qquad (5.11)$$

Таким образом, по одному из уравнений (5.10) можно получить широту места φ, измерив только зенитное расстояние светила, а из уравнений (5.11) можно найти поправку часов u, отметив только момент прохождения светила через меридиан.

в) Определение φ и u из наблюдений светил на равных высотах (равных зенитных расстояниях). Если для двух светил с прямыми восхождениями α_1 и α_2 и склонениями δ_1 и δ_2 отметить моменты T_1' и T_2' их прохождения через общий альмукантарат, т. е. когда они находятся на одинаковом зенитном расстоянии z, то на основании (5.8) и (5.9) получим равенство

$$\begin{aligned} \sin\varphi \sin\delta_1 + \cos\varphi \cos\delta_1 \cos(T_1' + u - \alpha_1) = \\ = \sin\varphi \sin\delta_2 + \cos\varphi \cos\delta_2 \cos(T_2' + u - \alpha_2), \end{aligned} \qquad (5.12)$$

в котором неизвестными является географическая широта места φ и поправка часов u.

Равенство (5.12) находит большое применение в различных способах как раздельного, так и совместного определения φ и u. Существенным во всех этих способах является то, что отпадает необходимость измерения зенитных расстояний светил и все наблюдения сводятся к отметке моментов времени по часам при прохождении светил через какой-нибудь альмукантарат.

§ 5.9. Совместное определение географической широты и долготы

Астрономическая навигация. Рассмотренные в предыдущих параграфах вопросы определения времени и географических координат в целом составляют предмет важного практического раздела — *астрономической навигации*. По-латыни navigatio — мореплавание, хотя современный термин навигация означает науку о методах вождения не только морских судов, но и летательных аппаратов, включая и космические.

За последнее десятилетие произошли существенные изменения в методах навигации. Мы разберем принципы двух из них: классического метода Сомнера и современного метода спутниковой навигационной системы. Классические методы основаны на угломерных измерениях, как правило, зенитных расстояний звезд с известными экваториальными координатами.

Перед наблюдателем (путешественником или автоматическим аппаратом) возникают две задачи: 1) определить свое местоположение и 2) найти в некоторой системе координат вектор скорости своего средства передвижения. Наблюдатель может находиться не только на поверхности Земли, но и в любом другом месте. Сначала мы будем считать, что наблюдатель находится на поверхности Земли. В этом случае задачей навигации является определение положения наблюдателя в системе географических координат, а также нахождение угла между направлением на юг

и на какой-нибудь известный объект с целью определения направления движения. При этом предполагается, что наблюдатель располагает оборудованием, позволяющим измерять зенитные расстояния звезд и фиксировать всемирное время s_0 в момент таких измерений.

Географическое место светила. Точка на поверхности Земли, для которой светило с экваториальными координатами α и δ в данный момент времени находится в зените, называется *географическим местом* этого светила. Очевидно, что поскольку светило при этом одновременно проходит и через меридиан, то его склонение равно широте географического места, часовой угол равен нулю, а прямое восхождение равно местному звездному времени, отличающемуся от всемирного звездного времени на величину долготы географического места светила, наблюдаемого в зените. Поэтому для светила

$$z = 0, \quad t = 0,$$

а для его географического места

$$s = \alpha, \quad \lambda = \alpha - s_0, \quad \varphi = \delta.$$

Способ Сомнера. Метод Сомнера состоит в измерении зенитного расстояния двух звезд в известные моменты времени. Этих сведений, как правило, достаточно для определения положения наблюдателя. Покажем это, приняв пока для простоты Землю за шар.

На рис. 5.9 наблюдатель находится на поверхности Земли в точке O и наблюдает звезду M на зенитном расстоянии z. Проведем через нее прямую из центра Земли. Она пересечет поверхность Земли в точке B. Очевидно, что эта точка является географическим местом светила, поскольку если бы наблюдатель находился в ней, то видел бы звезду M в зените: для шарообразной Земли направление вертикальной линии и направление к центру Земли совпадают. Для любого другого наблюдателя, находящегося на Земле на окружности с центром в точке B и радиусом OB, зенитное расстояние светила M будет тем же самым, что и для наблюдателя в точке O. Угловое расстояние по поверхности Земли от точки O до точки B равно зенитному расстоянию z (параллаксом звезды можно пренебречь).

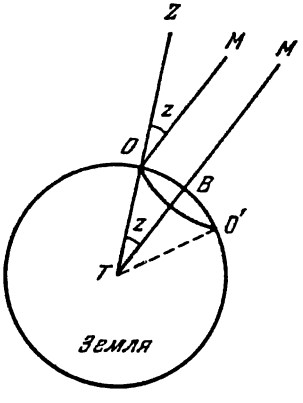


Рис. 5.9. Географическое место светила и круг равных высот

Если координаты звезды и момент времени известны, то известно и положение точки B на Земле ($\varphi = \delta$, $\lambda = \alpha - s_0$). Следовательно, наблюдатель находится где-то на окружности с центром в точке B и радиусом z, являющейся геометрическим местом всех точек, откуда звезда M видна на зенитном расстоянии z (рис. 5.9). Эту окружность называют *позиционным кругом* или *кругом равных высот*.

Произведя измерение зенитного расстояния z' другой звезды M' и проделав аналогичные построения, наблюдатель может указать другую окружность, на которой он находится. Эти две окружности с центрами B_1 и B_2 (рис. 5.10) пересекаются в двух точках. Для решения задачи необходимо выбрать одну из них. Как правило, наблюдатель с точностью до нескольких тысяч километров

знает свое местоположение и выбор не представляет затруднений. Если же они все-таки возникнут, достаточно пронаблюдать третью звезду.

Для того, чтобы нанести на карту оба позиционных круга и затем определить координаты φ и λ искомой точки их пересечения, существуют специальные приспособленные для этого картографические проекции, на которых нужные участки кругов выглядят прямыми линиями. По имени американского капитана Сомнера они называются *сомнеровыми линиями*. Пересечение сомнеровых линий указывает на карте место положения корабля или самолета в момент наблюдений.

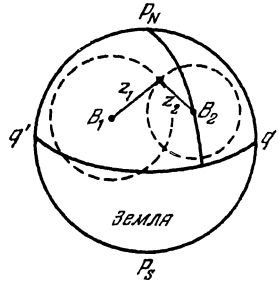


Рис. 5.10. Определение географических координат по двум кругам равных высот

Напишем соответствующие формулы. Измеренные зенитные расстояния z и z' связаны с местоположением наблюдателя и моментами времени UT и UT′ следующим образом:

$$\begin{aligned} \cos z &= \sin\delta \sin\varphi + \cos\delta \cos\varphi \cos\left(S_G(\mathrm{UT}) - \lambda - \alpha\right), \\ \cos z' &= \sin\delta' \sin\varphi + \cos\delta' \cos\varphi \cos\left(S_G(\mathrm{UT}') - \lambda - \alpha'\right). \end{aligned} \tag{5.13}$$

Здесь λ, φ — долгота и широта наблюдателя, α, δ, α', δ' — видимые экваториальные координаты звезд M и M', соответственно, UT, UT′ — всемирное время в моменты наблюдений звезд M и M'. Обозначение $S_G(\mathrm{UT})$ означает гринвичское звездное время, легко вычисляемое по аргументу UT.

Формулы (5.13) представляют собой систему двух уравнений с двумя неизвестными λ и φ. Для решения системы в прежние времена использовались графические методы, основанные на предварительных приблизительных значениях долготы и широты. В настоящее время уравнения могут быть решены с помощью компьютеров.

Сделаем несколько уточнений. В предыдущих рассуждениях мы приняли Землю за шар. Это нужно было для того, чтобы направление вертикальной линии и направление к центру Земли совпадали. Если отказаться от этого условия, вычисленная широта будет астрономической. Для перевода ее в геодезическую необходимо выполнить несложные вычисления. Кроме того, требуется знать уклонение отвеса в данной точке. Оно невелико и в полевых условиях не учитывается.

Координаты звезд M и M' должны быть известны в системе координат, связанной с Землей. Действительно, формулы (5.13) справедливы только в том случае, если угол между плоскостью экватора Земли и направлением на звезду равен склонению звезды. Координаты звезд, удовлетворяющие этому условию, а также некоторым другим, называются *видимыми*. Видимые координаты ярких звезд, употребляемые для навигации, можно найти в астрономических ежегодниках или вычислить самостоятельно, исходя из их положений и собственных движений, содержащихся в каталогах. Таким образом, наблюдатель должен знать, какие именно звезды наблюдались, т. е. отождествить их. Это можно сделать с помощью звездных карт. Заметим еще, что в измеренное зенитное расстояние нужно ввести поправку на рефракцию.

Измерение зенитных расстояний производится с некоторой ошибкой, т. е. радиус окружностей на рис. 5.10 известен неточно. Из чертежа видно, что чем ближе угол пересечения окружностей к 90°, тем эта ошибка меньше сказывается на положении точки их пересечения. Поэтому лучше наблюдать звезды, азимуты которых отличаются на величину около 90°.

Наблюдателю может потребоваться определить также и высоту над уровнем моря. Очевидно, сделать это способ Сомнера не позволяет. Перемещение наблюдателя вдоль вертикальной линии практически не меняет измеренного зенитного расстояния звезды, так как расстояние до нее в данном случае можно считать бесконечно большим.

Наконец, необходимо иметь возможность измерять всемирное время UT. Другими словами, надо знать поправку часов относительно всемирного времени. В настоящее время это легко делается по радиосигналам точного времени. Раньше приходилось возить с собой часы, поправка которых была определена в пункте отправления. Специально для целей навигации был изобретен морской хронометр, позволявший с приемлемой точностью хранить время во время путешествия. Еще раньше время определялось по движению Луны: измерялось угловое расстояние Луны до определенных звезд и сравнивалось с данными астрономических ежегодников.

Описанный способ определения географических координат места наблюдения (здесь кратко описана только его идея) до недавнего времени находил широкое применение в мореплавании и авиации.

Системы спутниковой навигации. С появлением искусственных спутников и высокоточных часов появились новые возможности для обеспечения навигации. Эти возможности основаны на измерении расстояний до спутников. Принцип определения положения наблюдателя состоит в следующем.

Пусть в пространстве существуют три точки S_1, S_2, S_3 (три искусственных спутника) с известными прямоугольными координатами x_i, y_i, z_i, $i = 1, 2, 3$. Обозначим координаты наблюдателя в этой же системе через x, y, z. Очевидно, что если известны расстояния наблюдателя от каждой из трех точек, то можно вычислить и координаты наблюдателя.

Навигационные спутники могут излучать специальные радиосигналы, содержащие данные о моментах их посылки вместе с точными их координатами в эти моменты времени. Эти данные вычисляются бортовой ЭВМ спутника на основании информации от наземных станций сопровождения. Принимая эти сигналы и фиксируя момент приема, можно вычислить расстояния, поскольку скорость распространения радиосигналов известна. Для спутника с номером i имеем:

$$r_i = c(t_{io} - t_{ie}), \tag{5.14}$$

где r_i — расстояние до объекта, c — скорость света, t_{io} — момент регистрации сигнала наблюдателем, t_{ie} — момент излучения сигнала. Выпишем соответствующие формулы:

$$\begin{aligned}
(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2 &= c^2(t_{1o} - t_{1e})^2, \\
(x - x_2)^2 + (y - y_2)^2 + (z - z_2)^2 &= c^2(t_{2o} - t_{2e})^2, \\
(x - x_3)^2 + (y - y_3)^2 + (z - z_3)^2 &= c^2(t_{3o} - t_{3e})^2.
\end{aligned} \tag{5.15}$$

Эта система из трех уравнений позволяет вычислить искомые неизвестные x, y, z. Правда, в результате получится два решения, соответствующие двум положениям наблюдателя, симметричным относительно плоскости, проходящей через точки S_1, S_2, S_3. Как и в способе Сомнера, выбор между ними не представляет затруднений.

Однако в таком простом варианте на практике в настоящее время этот метод неосуществим, поскольку требует, чтобы и моменты t_{ie} посылки сигналов, и моменты t_{io} их фиксации наблюдателем регистрировались в одной и той же системе измерения времени. Другими словами, наблюдатель должен знать поправку

своих часов относительно часов на спутниках с точностью, которая в настоящее время не может быть достигнута простыми средствами. Действительно, расстояние в 30 м радиоизлучение проходит за 10^{-7} с, и поправка часов должна быть известна по крайней мере с этой точностью, если требуется определить положение наблюдателя с точностью 30 м. Однако наблюдение четвертого спутника позволяет избавиться от необходимости знать поправку часов.

Обозначим неизвестную поправку часов наблюдателя относительно спутниковой системы измерения времени через dt. Тогда уравнения (9.15) можно записать так:

$$(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2 = c^2(t_{io} + dt - t_{ie})^2. \qquad (5.16)$$

Здесь i — номер спутника. Уравнения (5.16) содержат четыре неизвестных x, y, z, dt. Достаточно четырех уравнений для их решения.

В настоящее время (1996 г.) существуют две системы навигации, основанные на описанном принципе: GPS (Global Positioning System) и ГЛОНАСС (Глобальная навигационная система), созданные в США и СССР. GPS состоит из 24 спутников, обращающихся по круговым орбитам с периодом 12 звездных часов. Наклон всех орбит одинаков и равен 55°. С любой точки Земли одновременно доступно наблюдениям от 4 до 8 спутников. Спутники посылают сообщения, содержащие сведения об их местоположении, о поправке бортовых часов, о времени, прошедшем после начала сообщения и коды для распознавания спутника. Эти сообщения могут быть приняты приемником спутниковой навигации, встроенный компьютер которого производит необходимые вычисления и записывает результаты в память компьютера и выдает их на визуальном устройстве отображения. Никаких действий со стороны наблюдателя не требуется.

Мы описали только основной принцип действия спутниковой навигационной системы. На практике требуется учесть много факторов, делающих уравнения (5.16) не совсем точными. Например, радиосигнал распространяется в атмосфере Земли, где скорость его не совпадает с c и зависит от частоты. Соответствующую поправку можно определить, принимая сигналы на двух различных частотах. Для этой цели спутники излучают сигналы на частотах, соответствующих длинам волн 19,0 см и 24,4 см.

Сравним классический и спутниковый способы навигации. Прежде всего заметим, что спутниковый способ не предполагает никаких угловых измерений. Непосредственно измеряемыми величинами являются лишь интервалы времени. Это не только повысило точность, но и создало условия для полной автоматизации навигации.

Классический способ позволяет определить лишь астрономические долготу и широту, т. е. координаты в системе, связанной с отвесной линией в точке наблюдения. Точный переход к геодезическим координатам возможен, только если известно уклонение отвеса в данной точке. Высота над уровнем моря определена быть не может, т. е. классический способ фактически является двумерным. Спутниковая система дает возможность определить все три координаты. Действительно, прямоугольные координаты x, y, z могут быть легко пересчитаны в долготу, широту и расстояние от центра Земли, т. е. высота над уровнем моря также может быть вычислена.

Как классический, так и спутниковый методы предполагают, что известны параметры вращения Земли. В классическом способе эти параметры участвуют в формулах (5.13) непосредственно: вычисление звездного времени требует знания угловой скорости вращения Земли, а вычисление видимых координат звезд α и δ требует знания величины и направления вектора орбитальной скорости Земли,

прецессии и нутации. В формулах (5.16) параметры вращения Земли не участвуют. Разберем этот вопрос подробнее.

Очевидно, формулы (5.16) позволяют вычислить положение наблюдателя в той же системе координат, в которой известны положения спутников. Эта система имеет начало в центре Земли, но направления осей ее не связаны с Землей, в частности, эти оси не участвуют в суточном вращении Земли. Чтобы перейти к геодезическим координатам, жестко связанным с Землей, необходимо осуществить переход от небесной к земной системе координат, что также требует знания параметров вращения Земли. Этот переход делается уже после решения уравнений (5.16).

Классический способ основан на наблюдении естественных небесных тел, координаты которых известны и изменяются очень медленно. Спутниковая система требует создания искусственных небесных тел, координаты которых меняются значительно быстрее и не могут быть предсказаны с нужной точностью более чем на сутки. Поэтому спутниковая система требует постоянного обслуживания. Наземные станции постоянно производят наблюдения спутников, вычисляют их орбиты и регулярно обновляют данные на борту спутников.

Точность классического метода определяется точностью измерений зенитных расстояний звезд. В полевых условиях трудно достигнуть точности лучше нескольких секунд дуги, что соответствует 100–150 м на поверхности Земли. В большинстве случаев эта точность много хуже. Точность спутниковой навигации почти на порядок выше, при этом не требуется участие наблюдателя, а получение окончательного результата происходит в 100 раз быстрее. Длительные наблюдения в одном месте позволяют определить положение с точностью в несколько сантиметров.

По этим и другим причинам классические методы навигации практически ушли в прошлое. Означает ли это, что современные методы не являются астрономическими? Конечно, нет. Они стали возможными только благодаря развитию небесной механики, позволяющей вычислять орбиты спутников, радиоастрономии, указавшей наиболее подходящие объекты для установления небесной системы координат, и других разделов астрономии. Конечно, определяющую роль в развитии современных методов навигации сыграло повышение точности измерения времени, которое обязано изобретению атомного стандарта частоты.

§ 5.10. Определение азимута земного предмета

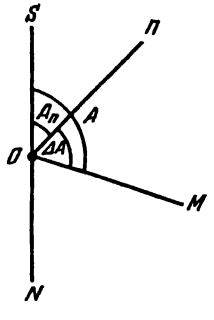


Рис. 5.11. К определению азимута земного предмета

Определение азимута направления на земной предмет $П$ состоит из определения астрономического азимута A какого-либо светила M и из измерения горизонтального угла ΔA между вертикальными кругами светила и земного предмета (рис. 5.11). Тогда азимут земного предмета $A_П$, получим из уравнения

$$A_П = A - \Delta A. \tag{5.17}$$

Об измерении разности азимутов двух предметов, т. е. угла ΔA, говорилось в § 5.2.

Астрономический азимут светила A можно вычислить по двум формулам. Одна из них получается из первой формулы (1.36):

$$\cos A = \frac{\sin\varphi\cos z - \sin\delta}{\cos\varphi\sin z}; \tag{5.18}$$

здесь достаточно измерить зенитное расстояние светила z (географическая широта φ и склонение светила δ должны быть известны). Другая формула получается

из формул (1.37), если вторую из них разделить на третью:

$$\operatorname{tg} A = \frac{\sin t \cos \delta}{-\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos t}. \tag{5.19}$$

Для определения A нужно отметить по хронометру или часам только момент наблюдения светила T'. Тогда, зная поправку часов u и прямое восхождение светила α, сначала находят часовой угол светила в момент наблюдения $t = T' + u - \alpha$, а затем по широте φ и склонению δ вычисляют азимут светила A.

В обоих случаях вычисляется азимут светила A, а по уравнению (5.17) — азимут земного предмета $A_{\text{п}}$.

Зная азимут земного предмета для данного пункта, можно в любое время установить инструмент в этом месте так, чтобы его труба располагалась в плоскости небесного меридиана.

§ 5.11. Задачи фундаментальной астрометрии

Одной из важных задач астрономии является изучение свойств пространства-времени Вселенной. В общем виде эта задача рассматривается в космологии и требует для своего решения привлечения общей теории относительности, о чем будет сказано в гл. 13.

В классической механике Ньютона, справедливой только для инерциальных систем координат, решение этой задачи ограничено системами отсчета, движущимися равномерно и без вращения. Отсюда мир классической механики обладает заранее известными свойствами пространства в виде геометрии Евклида и не зависящей от него абсолютной шкалой времени.

Более точные законы механики, основанные на принципе эквивалентности гравитационной и инертной масс (§ 2.10), формулируются в общей теории относительности Эйнштейна. Они позволяют использовать любые системы отсчета. В этой теории появляется возможность исследовать реальные свойства пространства-времени, определяемые распределением масс во Вселенной, о чем мы будем говорить в заключительной главе курса.

Координатные шкалы в классической механике — математические абстракции и не зависят от тел, с которыми они связываются. В частности, шкала в системе отсчета, связанной с наблюдателем (собственная система отсчета), совпадает с координатной шкалой теоретической системы (в релятивистской физике эти шкалы могут различаться).

Поэтому в рамках механики Ньютона фундаментальная задача астрономии может формулироваться лишь как поиск системы отсчета, наиболее приближающейся к инерциальной. Несмотря на эти ограничения, теория Ньютона, постулирующая мгновенное распространение сил тяготения, как мы видели, привела к огромным достижениям в астрономии, начиная от теории движения тел Солнечной системы и вплоть до теории звездной динамики.

Вместе с тем, астрономия — одна из первых наук, где оказалась возможной проверка предсказаний общей теории относительности: добавочное движение перигелия Меркурия, искривление световых лучей от звезд вблизи Солнца, уменьшение частоты излучения вблизи больших масс, уменьшение частоты вращения пульсаров вследствие излучения гравитационных волн. Эти примеры показывают, что современная астрономия выходит за рамки классической физики и не только астрофизика, но и небесная механика и астрометрия становятся релятивистскими.

Фундаментальная астрометрия — учение об инерциальных системах отсчета в астрономии, т. е. о системах, обладающих только прямолинейным и равномерным движением без вращения. Основу для создания таких систем дают нам измерения сферических координат, собственных движений и параллаксов звезд, а также установление системы *фундаментальных постоянных* астрономии — величин, позволяющих учитывать закономерные изменения координат со временем. Отсюда следуют две основные задачи фундаментальной астрометрии: 1) определение координат, собственных движений и параллаксов звезд; 2) определение числовых значений фундаментальных астрономических постоянных. Принципы определения некоторых основных постоянных астрономии (прецессии, нутации, аберрации, параллакса Солнца) будут изложены в § 5.15. Поэтому в следующих параграфах мы ограничимся рассмотрением лишь первой задачи — определением координат и собственных движений звезд, без которых невозможно определение и фундаментальных постоянных.

Фундаментальная система координат в настоящее время задается прямыми восхождениями и склонениями некоторого числа звезд, расположенных по всему небу. Для ее создания в принципе достаточно было бы определить координаты и собственные движения сравнительно небольшого числа звезд. Но прямые восхождения и склонения по возможности большего числа звезд совершенно необходимо знать также и при решении задач практической, звездной астрономии и других разделов науки о небесных телах. В настоящее время прямые восхождения и склонения известны для многих сотен тысяч звезд. Несмотря на это, задача определения экваториальных координат звезд до сих пор не потеряла своей актуальности и, вероятно, никогда ее не потеряет. Дело в том, что для огромного большинства звезд известны лишь приближенные координаты, и для их уточнения необходимы повторные наблюдения этих звезд. Неоднократные определения координат одних и тех же звезд необходимы также и для определения их собственных движений (см. § 5.14) и для уточнения числовых значений астрономических постоянных.

Основные идеи и принципы определения экваториальных координат светил кратко излагаются в следующем параграфе.

§ 5.12. Абсолютные и относительные методы определения экваториальных координат

Экваториальные координаты светил могут быть определены либо *абсолютным* методом, либо *относительным* (*дифференциальным*) методом.

Определение координат абсолютным методом не опирается на какие-либо заранее известные координаты. При дифференциальном же методе прямые восхождения и склонения нескольких десятков или сотен звезд должны быть заранее известны. Эти звезды называются *опорными*.

а) Абсолютные методы. Определение склонений звезд абсолютным методом основано на соображениях и формулах § 1.8. Действительно, если измерить зенитное расстояние незаходящей звезды сначала в момент ее верхней кульминации ($z_в$), а затем, через 12 часов звездного времени, в момент ее нижней кульминации ($z_н$), то будем иметь

$$z_в = \delta - \varphi \quad \text{и} \quad z_н = 180^\circ - \varphi - \delta,$$

откуда

$$\delta = 90^\circ - \frac{1}{2}(z_н - z_в) \quad \text{и} \quad \varphi = 90^\circ - \frac{1}{2}(z_н + z_в).$$

Таким образом, не зная координат других светил, мы получим склонение δ данной звезды и географическую широту φ места наблюдения.

После того как широта места будет многократно определена из наблюдений нескольких незаходящих звезд, взяв среднее арифметическое ее значение φ_0 и измерив зенитное расстояние уже любой звезды в момент кульминации, получим склонение звезды по одной из следующих формул:

$$\delta = \varphi_0 - z,$$

если звезда кульминировала к югу от зенита;

$$\delta = \varphi_0 + z,$$

если звезда кульминировала к северу от зенита;

$$\delta = 180^\circ - \varphi_0 - z,$$

если звезда наблюдалась в нижней кульминации.

Абсолютный метод определения прямых восхождений основан на том соображении, что из наблюдений Солнца можно найти его прямое восхождение $\alpha_\odot$, не зная прямых восхождений других светил.

Действительно, пусть на рис. 5.12 QQ' — небесный экватор, $\mathcal{E}\mathcal{E}'$ — эклиптика, Υ — точка весеннего равноденствия, ε — наклонение небесного экватора к эклиптике, а C — положение Солнца на эклиптике в некоторый момент. Тогда дуга Cm — склонение Солнца $\delta_\odot$, а дуга $\Upsilon\, m$ — его прямое восхождение $\alpha_\odot$.

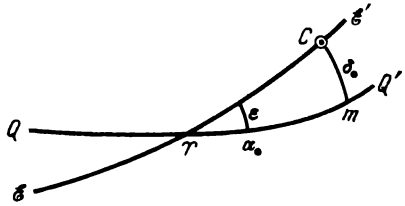


Рис. 5.12. К определению прямого восхождения Солнца

Из прямоугольного треугольника $Cm\Upsilon$ согласно формуле (1.35), следует

$$\sin \alpha_\odot = \frac{\operatorname{tg} \delta_\odot}{\operatorname{tg} \varepsilon}. \tag{5.20}$$

Следовательно, если в некоторый момент времени известны склонение Солнца $\delta_\odot$ и угол ε, то по формуле (5.20) можно вычислить прямое восхождение Солнца для этого же момента.

Измеряя зенитное расстояние Солнца $z_\odot$ в момент его верхней кульминации, т. е. в истинный полдень, мы для каждого дня наблюдений можем знать его склонение $\delta_\odot$. Склонение Солнца меняется с каждым днем (см. § 1.10). Из наблюдений, произведенных около дней летнего и зимнего солнцестояний, можно определить его экстремальные значения, абсолютная величина которых и будет как раз равна углу наклона ε эклиптики к экватору. С полученным значением ε по формуле (5.20) можно вычислить $\alpha_\odot$ в момент истинного полудня для каждого дня наблюдений. Кроме того, если при измерении зенитного расстояния отмечать по часам момент $T'_\odot$ прохождения Солнца через меридиан, то из уравнения

$$s = \alpha_\odot = T'_\odot + u \tag{5.21}$$

будет известна также поправка часов u для каждого дня наблюдений и ход часов ω (см. § 5.7).

Таким образом, абсолютный метод определения прямых восхождений сводится к следующему. Выбирается несколько десятков (например, 30–40) звезд, расположенных более или менее равномерно вдоль эклиптики и небесного экватора,

настолько ярких, чтобы каждую из них можно было бы наблюдать и днем, до или после наблюдений Солнца. Такие звезды называются *главными* или *часовыми*.

При наблюдении часовых звезд отмечаются моменты их прохождения через меридиан $T_1', T_2', \ldots, T_n'$. При наблюдении Солнца отмечается момент $T_\odot'$ его прохождения через меридиан и измеряется зенитное расстояние $z_\odot$. По измеренному зенитному расстоянию Солнца вычисляются его склонение $\delta_\odot$ и прямое восхождение $\alpha_\odot$ для каждого дня наблюдений в моменты его верхней кульминации. По уравнению (5.21) вычисляются поправки часов на моменты наблюдений Солнца, а по ним — ход часов.

Далее, для каждого дня наблюдений Солнца и часовых звезд составляются следующие уравнения.

$$\begin{aligned} \alpha_\odot &= T_\odot' + u, \\ \alpha_1 &= T_1' + u_1, \\ \alpha_2 &= T_2' + u_2, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \alpha_n &= T_n' + u_n. \end{aligned} \tag{5.22}$$

В первом из этих уравнений известны все величины, в остальных — только моменты прохождений звезд через меридиан T_i'. Прямые восхождения часовых звезд α_i и поправки часов u_i пока не известны. Но поправки часов u_i для моментов кульминации каждой часовой звезды легко найти через известную поправку u и ход часов ω, а именно:

$$u_i = u + \omega(T_i' - T_\odot').$$

Тогда уравнения (5.22) запишутся так:

$$\begin{aligned} \alpha_\odot &= T_\odot' + u, \\ \alpha_1 &= T_1' + u + \omega(T_1' - T_\odot'), \\ \alpha_2 &= T_2' + u + \omega(T_2' - T_\odot'), \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \alpha_n &= T_n' + u + \omega(T_n' - T_\odot'). \end{aligned} \tag{5.23}$$

Из этих уравнений и определяются прямые восхождения Солнца и часовых звезд абсолютным методом. При этом выгоднее производить такие определения по наблюдениям, проведенным при небольших значениях абсолютной величины склонения Солнца, т. е. около дней весеннего и осеннего равноденствия. В этом случае прямые восхождения получаются точнее.

При абсолютном методе определения прямых восхождений звезд наблюдения Солнца необходимы для фиксации положения точки весеннего равноденствия на небе относительно этих звезд. С этой целью вместо Солнца можно наблюдать любую планету Солнечной системы, если элементы ее орбиты известны с достаточной степенью точности. Наблюдения планет точнее, чем наблюдения Солнца. Особенно выгодны в этом отношении малые планеты. Условия наблюдений малых планет практически не отличаются от условий наблюдения звезд и поэтому результаты их наблюдений свободны от тех специфических ошибок, которые присущи наблюдениям больших планет и Солнца.

б) Относительные, или дифференциальные, методы. Относительные определения координат звезд сводятся к измерению разностей координат $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ определяемых и опорных звезд.

Из наблюдений звезд в меридиане получают для каждой опорной и для каждой определяемой звезды моменты прохождения через меридиан T и T_i и зенитные расстояния z и z_i.

Так как наблюдения производятся в меридиане, то разность моментов прохождений звезд, опорной (T) и определяемой (T_i), после учета хода часов есть разность их прямых восхождений, т. е.

$$T - T_i = \alpha - \alpha_i = \Delta\alpha_i,$$

а разность зенитных расстояний есть разность склонений этих звезд, т. е.

$$z - z_i = \delta_i - \delta = \Delta\delta_i$$

(кульминация к югу от зенита),

$$z - z_i = \delta - \delta_i = \Delta\delta_i$$

(кульминация к северу от зенита).

Из этих соотношений легко получаются искомые координаты α_i и δ_i определяемой звезды, так как α и δ опорной звезды известны.

Здесь мы изложили только принципы определения экваториальных координат; на практике дело обстоит значительно сложнее.

§ 5.13. Фотографическая астрометрия

Для исследования строения и развития Вселенной, и в первую очередь Галактики, необходимо знать положения (координаты и расстояния) и движения как можно большего числа объектов (в идеале всех), входящих в ее состав.

Визуальные методы астрометрии позволяют получить координаты и собственные движения только для сравнительно ярких объектов, а расстояние — для объектов сравнительно близких (см. § 3.5). Получение этих характеристик для слабых и удаленных объектов до середины XIX в. практически было невозможно. Применение фотографии в астрономии вызвало развитие фотографических методов почти во всех ее разделах, в том числе и в астрометрии. Для этого используются специальные телескопы, называемые *астрографами* (см. § 7.2).

Фотографический метод наблюдений для астрометрии ценен тем, что 1) ему доступны объекты более слабые, чем наблюдаемые визуально; 2) на одном астронегативе одновременно получаются изображения большого числа звезд (до нескольких тысяч) и других небесных объектов, среди которых особый интерес представляют внегалактические туманности; 3) на фотографической пластинке фиксируется взаимное расположение небесных объектов некоторой области неба в определенный момент, что позволяет сохранить эту картину и для будущих исследований.

Фотографические методы наблюдений в астрометрии применяются главным образом для определения относительных координат, собственных движений и относительных параллаксов небесных тел.

Для определения относительных экваториальных координат фотографирование отдельных участков неба производится так, чтобы астронегативы располагались относительно друг друга перекрывающимися рядами, т. е. чтобы координаты одного и того же объекта можно было определить по двум пластинкам. Кроме того, на каждой пластинке должны быть изображены 15–25 опорных звезд, т. е. звезд, прямые восхождения и склонения которых известны. Тогда, измеряя на очень точных приборах взаимные расстояния опорных звезд и определяемых объектов, сначала находят их координаты в некоторой произвольной системе (обычно

прямоугольной), а затем вычисляют сферические координаты объектов (прямое восхождение α и склонение δ) с помощью известных α и δ опорных звезд.

Для определения собственных движений надо иметь по крайней мере два астронегатива одного и того же участка неба, фотографирование которого произведено через достаточный интервал времени (не менее 20–30 лет). При получении второй пластинки необходимо придерживаться по возможности таких же условий, при которых была получена первая пластинка. Специальные измерительные машины позволяют измерять разность прямоугольных координат изображений одного и того же объекта на двух пластинках, по которым затем можно вычислить собственные движения в системе принятых собственных движений опорных звезд.

Для определения относительных параллаксов фотографическим методом необходимо иметь три астронегатива одного и того же участка неба, полученные с полугодичными интервалами. По изменению взаимного расположения звезд на трех пластинках определяются параллаксы более близких звезд относительно более далеких. Относительный параллакс, конечно, получается меньше действительного, абсолютного, так как он является, по существу, разностью параллаксов близкой и далекой звезд. Несмотря на это, в последнее время определение параллаксов производится исключительно фотографическим методом. Практика показала, что гораздо легче и точнее при наземных наблюдениях можно измерить изменение во взаимном расположении звезд, чем обнаружить изменение их абсолютных координат. Однако последние возможны и успешно проводятся с космических аппаратов (§ 5.20).

§ 5.14. Собственные движения звезд

Из сравнения экваториальных координат одних и тех же звезд, определенных через значительные промежутки времени (20 лет и более), было обнаружено, что их прямые восхождения и склонения меняются с течением времени. Значительная часть этих изменений вызывается прецессией, нутацией, аберрацией и, в меньшей степени, годичным параллаксом (см. § 3.3, 4.1, 4.5). Если исключить влияние этих причин, то изменения уменьшаются, но не исчезают полностью. Оставшееся смещение звезды на небесной сфере за год называется *собственным движением звезды* μ. Оно выражается в секундах дуги в год.

Собственные движения у разных звезд различны по величине и направлению. Только несколько десятков звезд имеют собственные движения больше $1''$ в год. Самое большое известное собственное движение $\mu = 10{,}27''$ (у «летящей» звезды Барнарда). Громадное же большинство измеренных собственных движений у звезд составляют сотые и тысячные доли секунды дуги в год.

Из-за малости собственных движений изменение видимых положений звезд незаметно для невооруженного глаза. В свое время это дало повод к возникновению термина «неподвижные звезды». Однако за очень большие промежутки времени фигуры созвездий меняются весьма заметно. Например, на рис. 5.13 изображено взаимное расположение семи ярких звезд Большой Медведицы в настоящее время (*б*), 50 000 лет тому назад (*а*) и через 50 000 лет (*в*).

Собственное движение каждой звезды происходит по дуге большого круга и с постоянной скоростью. Небольшие периодические отклонения от дуги большого круга в собственном движении замечены лишь у нескольких звезд.

Вследствие собственного движения звезды μ по дуге большого круга SS_1 (рис. 5.14) прямое восхождение звезды изменяется на величину μ_α, называемую *собственным движением по прямому восхождению*, а склонение — на величину μ_δ,

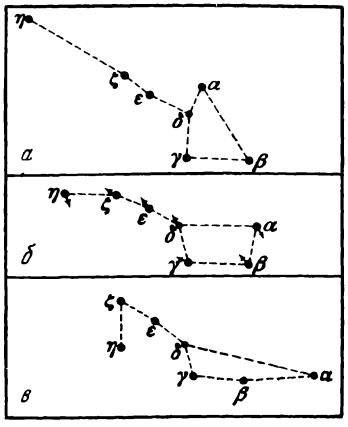


Рис. 5.13. Изменение вида Большой Медведицы за 100 000 лет

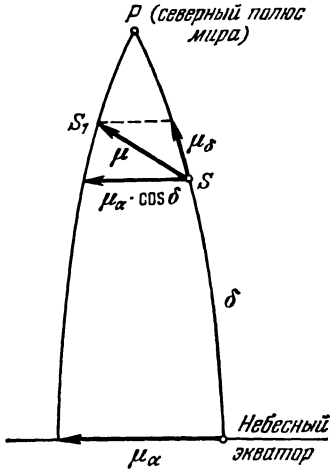


Рис. 5.14. Компоненты собственного движения звезды

называемую *собственным движением по склонению*. Непосредственно из сравнения координат звезды определяются μ_α и μ_δ, выраженные в секундах дуги. Если же μ_α выражено в секундах часовой меры (обозначается μ_α^s), то $\mu_\alpha = 15\mu_\alpha^s \cos\delta$. Собственное же движение звезды μ вычисляется по формуле

$$\mu = \sqrt{\mu_\delta^2 + \mu_\alpha^2}.$$

Эта формула легко получается, если на рис. 5.14, вследствие малости собственного движения μ, дугу суточной параллели звезды $\mu_\alpha \cos\delta$, дугу круга склонения звезды μ_δ и дугу собственного движения звезды μ считать прямыми линиями.

Определение собственных движений звезд играет огромную роль в астрономии: с одной стороны они необходимы как поправки (редукционные величины) при определении координат звезд, с другой стороны, они являются исходными статистическими данными для определения постоянной прецессии, апекса движения Солнца и параметров вращения Галактики, о чем речь будет идти в гл. 11.

§ 5.15. Астрономические постоянные

Изучение окружающей нас Вселенной производится с Земли или какого-либо другого движущегося астрономического объекта. Естественно, что для решения многих научных проблем необходим комплекс данных о размерах и положении Земли в пространстве, о ее сложном поступательно-вращательном движении, обусловленном как ее внутренним строением, так и притяжением ее другими небесными телами. Этот комплекс задается в виде так называемых *астрономических постоянных* — параметров, численно характеризующих различные явления природы. Условно можно разделить астрономические постоянные на несколько групп.

Первая группа объединяет геометрические характеристики Земли, системы Земля—Луна и орбиты центра масс этой системы. К числу постоянных этой группы относятся: экваториальный радиус Земли, возмущенное среднее расстояние Луны,

величина астрономической единицы, параллакс Солнца, параллакс Луны, наклон экватора к эклиптике.

Вторая группа астрономических постоянных включает кинематические характеристики поступательно-вращательного движения Земли и движения Луны по орбите. Примерами постоянных этой группы являются: общая прецессия по долготе, постоянная лунно-солнечной прецессии, постоянная нутации, постоянная аберрации, сидерическое движение Луны.

Третья группа астрономических постоянных связана с динамическими свойствами Земли и параметрами, обусловленными ее взаимодействием с Солнцем и Луной. К этой группе принадлежат: геоцентрическая и гелиоцентрическая постоянные тяготения, динамический коэффициент, характеризующий сжатие Земли, отношение масс Луны и Земли, Солнца и Земли, Солнца и системы Земля—Луна, постоянные лунного и параллактического неравенств[2)].

Астрономические постоянные играют важную роль в науке и практике. Можно выделить несколько основных направлений их применения.

На астрономических постоянных основываются все *редукционные вычисления* в астрономии и геодезии, т. е. пересчет наблюденных координат при переходе от одной системы координат к другой. К числу этих задач относится переход от топоцентрических и видимых координат к гелиоцентрическим истинным и средним экваториальным координатам. Без редукционных вычислений, учитывающих движение координатных осей, месторасположение и движение самого наблюдателя, невозможен вывод и практическое применение фундаментальной системы координат.

Значения астрономических постоянных используются небесной механикой при решении практических задач по изучению движения тел Солнечной системы и предвычислению их положений. При достаточной точности наблюдений этих светил, имея развитую теорию их движений, можно в уравнения движения ввести в качестве неизвестных некоторые астрономические постоянные и определить их значения.

Задачи космонавтики — вычисление траекторий и анализ условий полета космических аппаратов в околоземном пространстве и в пределах Солнечной системы опираются на знание астрономических постоянных, характеризующих поле тяготения Земли, поле тяготения тел Солнечной системы и геометрические параметры Земли и ее орбиты.

Смежные науки, изучающие Землю, — геодезия, геофизика, метеорология и другие — при решении своих теоретических и практических задач не могут обходиться без общепризнанных значений астрономических постоянных и вместе с тем эти науки поставляют новые наблюдательные данные, позволяющие уточнить значения некоторых астрономических постоянных.

Многие астрономические постоянные связаны между собой теоретическими зависимостями (как, например, формула, связывающая постоянную аберрации, астрономическую единицу и скорость света), что позволяет говорить не только о задаче определения наиточнейших значений астрономических постоянных, но и о задаче вывода их взаимосогласованной системы. В некотором смысле эти две задачи противоречат друг другу: с одной стороны, установление фундаментальной системы координат и решение основных задач небесной механики требуют не столько точных значений астрономических постоянных, сколько значений, наилучшим образом удовлетворяющих теоретическим соотношениям, вытекающим из закона всемирного тяготения; с другой же стороны, решение ряда важных практических задач, связанных, например, с космическими полетами, требует максимально точных

[2)] Лунное неравенство см. в § 2 16 Параллактическое неравенство — член второго порядка малости в разложении для возмущения Солнцем движения Луны

значений астрономических постоянных, причем нет нужды сохранять эти значения длительное время.

Создание системы фундаментальных астрономических постоянных обеспечивает вычисление в единой системе координат эфемерид тел Солнечной системы, наилучшим образом согласованных с законом тяготения в пределах достаточно длительных интервалов времени, что необходимо для анализа продолжительных рядов наблюдений. Наиболее точные значения астрономических постоянных должны обеспечить вычисление эфемерид естественных и искусственных небесных тел, движущихся в пределах Солнечной системы, на коротких интервалах времени для целей космических исследований.

Некоторое число астрономических постоянных, достаточное для поставленных целей, объединяется в *систему фундаментальных астрономических постоянных*. Первая признанная обязательной система фундаментальных астрономических постоянных была принята на Международных конференциях в Париже в 1896 и 1911 гг. и действовала до 1964 г. В основу этой системы легли результаты исследований Саймона Ньюкома, обобщенные в его работе «Элементы четырех внутренних планет и фундаментальные астрономические постоянные», в которой был проведен анализ наблюдений звезд и планет, выполненных астрономами всего мира от времен Брадлея до конца XIX в. Система Ньюкома включала 14 постоянных. Введение ее явилось большим прогрессом астрономии, способствовавшим созданию единой основы, на которой могли строиться многочисленные теоретические и практические исследования астрометрии, небесной механики, геодезии и других смежных наук. Эта система просуществовала почти семьдесят лет и употреблялась во всех астрономических ежегодниках.

Появление современных наблюдательных средств, накопление больших массивов высокоточных наблюдений звезд и планет привело к пересмотру значений отдельных астрономических постоянных и выработке нового взгляда на всю систему астрономических постоянных в целом. В настоящее время общепринятой является система астрономических постоянных Международного астрономического союза, установленная в 1976 г. (МАС 1976). В нее входят значения 19 важнейших параметров и система планетных масс (значения отношений массы Солнца к массам планет и их спутников), приведенные в Приложении.

§ 5.16. Астрономические каталоги и звездные карты

Как упоминалось ранее, один из первых каталогов звездного неба, содержавший грубые значения эклиптических координат более 850 звезд, был составлен Гиппархом еще во II в. до н. э.

В 1852 г. директор Боннской обсерватории в Германии Фридрих Аргеландер (1799–1875) вместе с Э. Шенфельдом и А. Крюгером предприняли работу по созданию большого каталога звезд *Боннское обозрение* (сокращенно BD, Bonner Durchmusterung), который был издан в течение 1859–1886 гг. в виде карт и таблиц экваториальных координат с точностью $0{,}1'$. Вначале звездные величины (см. § 6.3) оценивались визуально с точностью $0{,}3^m$ для всех объектов ярче $9{,}5^m$ (в современной шкале $10-11^m$) в северном полушарии неба. Затем работа была продолжена для всего южного полушария (*Кордовское* и другие обозрения). В целом эти обозрения содержат данные примерно для миллиона звезд.

Обычно в каталоги заносятся *средние координаты звезд*, т. е. полученные из наблюдений экваториальные координаты, после того, как из них вычтены поправки, учитывающие влияние рефракции, аберрации света и нутации (см. § 1.22,

4.1, 4.4). Средние экваториальные координаты светила для любого момента времени получаются из координат для эпохи наблюдения после учета прецессии.

Таблицы средних экваториальных координат звезд, отнесенных к началу какого-нибудь года, называются *каталогами положений*. Начало года, для которого даны средние координаты звезд, называется *равноденствием каталога*. Каталоги положений делятся на *абсолютные* (полученные из абсолютных наблюдений) и *относительные* (полученные дифференциальным методом). В абсолютных и относительных каталогах, кроме экваториальных координат, обязательно указывается средняя дата наблюдений каждой звезды (*эпоха наблюдений*).

На основании абсолютных и относительных каталогов, полученных в разные эпохи, составляются *фундаментальные каталоги* положений звезд. В этих каталогах, кроме экваториальных координат, для каждой звезды даются собственное движение μ_α, μ_δ, параллаксы и другие данные. Координаты звезд в таких каталогах определяют фундаментальную систему астрономических координат.

Впервые фундаментальную систему звездных положений создал американский астроном Л. Босс (1846–1912), издавший 4 больших каталога. Последний из них «Общий каталог Босса» (сокращенно GC, General Catalog), опубликованный в 1937 г. уже его сыном, содержит положения и собственные движения 33 342 звезд до 7^m.

Дальнейшие работы по созданию фундаментальных каталогов звезд стали приобретать характер длительных международных проектов. Они положили начало созданию многих каталогов. С развитием радиоастрономии стали доступны слабые источники радиоизлучения. Для целей астрометрии оказались особенно ценными наиболее удаленные компактные радиоисточники, положение которых при помощи больших радиоинтерферометров удается получить с точностью лучше, чем $0{,}001''$ в отличие от наземных оптических наблюдений, точность которых обычно составляет несколько сотых долей секунды дуги.

Таким путем радиоастрономические наблюдения позволили создать новую, более точную систему отсчета, названную Международной небесной опорной системой (ICRS — International Celestial Reference System), рекомендованную к использованию Международным астрономическим союзом.

Принципиально новые возможности представляют специализированные астрометрические космические аппараты, позволяющие на порядок повысить точность определения координат (см. § 5.11 и 5.20). Первый космический аппарат такого рода «Гиппархос» функционировал с конца 1989 по начало 1993 г. Он позволил получить с точностью до $0{,}001''$ координаты, собственные движения и тригонометрические параллаксы 118 218 объектов (*каталог Гиппархос*); кроме того, те же данные получены более чем для миллиона объектов с точностью от 0,007 до $0{,}025''$ (*каталог Тихо*). Эти координаты привязаны к системе отсчета ICRS. В программу были включены почти все звезды до 9^m, но фактически измерены и некоторые более слабые — до $12{,}4^m$. Световые потоки от них измерялись с точностью $0{,}07^m$ специальными фотометрами в однородной фотометрической системе, близкой к UBV (см. § 10.3).

В оптическом диапазоне каталог нового поколения *Гиппархос* обеспечивает стандартную систему координат ICRS. Тем самым впервые в истории астрономии удалось создать систему отсчета, привязанную к внегалактическим объектам.

Кроме звездных каталогов, имеются каталоги других небесных объектов, начало которым положил известный «Каталог туманностей и звездных скоплений», изданный французским астрономом Ш. Мессье в 1781 г. Каталог включал 103 объекта, из которых 68 были открыты самим автором. Обозначения этого каталога часто используются и в настоящее время. Например, известная туманность Андромеды входит в него под номером 31 и обозначается М 31 (Мессье 31).

Также хорошо известен «Новый общий каталог туманностей и звездных скоплений» (сокращенно NGC), составленный Й. Дрейером и изданный в 1888 г. Он содержит данные о 7 840 объектах, а два дополнения к нему (IC и IC II) — сведения о 5 386 объектах. Их обозначения образуются из краткого названия каталога и номера, например, туманность Андромеды — NGC 224. Существуют также каталоги двойных звезд, рентгеновских и радиоисточников, квазаров, галактик и множества других объектов.

В настоящее время в Страсбурге (Франция) имеется *Международный центр астрономических данных*. Его цель — сбор, хранение, систематизация и распространение астрономических каталогов и других данных в машиночитаемой форме. Их можно получить по компьютерной сети «Интернет».

Каталоги различных объектов позволяют получать изображения тех или иных участков неба в виде карт или глобусов, используя соответствующие картографические проекции. Для учебных и любительских целей можно рекомендовать «Атлас звездного неба» А. А. Михайлова на эпоху 1950 г. (Ленинград, 1973), заново изданный в Москве на эпоху 2000 г. в 1991 и 1998 гг.

§ 5.17. Астрономические ежегодники

Развитие теоретических исследований небесной механики и накопление точных астрометрических наблюдений позволяют в настоящее время на высоком уровне решать задачи теории и практики предвычисления положений небесных объектов на небесной сфере и в пространстве, а также задачи предсказания астрономических явлений, зависящих от взаимного расположения небесных тел, и предвычисления всех обстоятельств, характеризующих ход этих явлений для наблюдателя, находящегося на Земле или в космическом пространстве. Решение всех этих задач науки предоставляется пользователям в виде специального издания — Астрономического ежегодника. Такие издания практикуются во многих странах мира с XV в. в виде календарей для астрономов и наблюдателей. Наиболее известными ежегодниками, издающимися в настоящее время являются:

- французский «Connaissance des Temps» — издается с 1678 г.,
- английский «The Astronomical Ephemeris» — издается с 1767 г.,
- немецкий «Berliner Astronomisches Jahrbuch» — издается с 1776 г.,
- ежегодник США «The American Ephemeris and Nautical Almanac» — издается с 1855 г.; с 1981 г. он объединен с английским и называется «The Astronomical Almanac».

В России первая «Таблица склонения солнечного на предлежащие лета» была опубликована в «Арифметике» Магницкого. В дальнейшем неоднократно осуществлялись отдельные издания календарей и таблиц, пока, наконец, в 1856 г. не был принят к употреблению английский «The Astronomical Ephemeris».

Работа по обеспечению советской науки и практики астрономическими эфемеридами началась в 1919 г., и в 1921 г. вышел в свет первый том «Русского астрономического ежегодника на 1922 год», который с 1941 г. стал называться «Астрономическим ежегодником СССР».

Астрономический ежегодник СССР представлял собой массивное 700-страничное издание, состоящее из основных таблиц и эфемерид, вспомогательных таблиц и объяснения к астрономическому ежегоднику.

Основные таблицы начинаются с таблиц истинного и среднего звездного времени на 0 часов всемирного времени для каждых суток года. Далее приводятся

ежедневные видимые экваториальные координаты Солнца и его средние эклиптические координаты. Затем приводятся через каждые 0,5 суток видимые координаты Луны и ежесуточные эфемериды больших планет.

Следующий раздел основных таблиц относится к эфемеридам 676 избранных относительно ярких звезд и 47 близполюсных звезд. Они позволяют найти прецессию и нутацию, редукционные величины, а также средние и видимые места указанных 723 звезд.

Следующий раздел основных таблиц дает материалы для предвычисления затмений, параметров физической либрации Луны и эфемериды для физических наблюдений Солнца, Луны и больших планет.

Завершаются основные таблицы моментами заходов и восходов Луны и Солнца и таблицами Полярной звезды.

Вспомогательные таблицы позволяют переводить звездное время в среднее и обратно, вычислять геоцентрические координаты точек на земной поверхности, определять рефракцию данного зенитного расстояния и метеорологических обстоятельств наблюдений.

Наконец, объяснение к ежегоднику содержит подробные описания всех таблиц и формулы, по которым были вычислены приводимые данные.

С 1986 г. Астрономический ежегодник СССР публикует эфемериды Солнца, Луны и планет на основе математической теории их движения DE200/LE200. Средние и видимые места звезд даются в системе каталога FK5 на основе системы астрономических постоянных МАС 1976 г.

§ 5.18. Космическая геодезия и методы наблюдения ИСЗ

Спутниковая, или *космическая*, геодезия возникла после запуска первого советского искусственного спутника Земли и в основном сформировалась за два десятилетия. Истоки ее, однако, восходят к середине 40-х годов, когда финский астроном и геодезист Вяйсала предложил метод проведения триангуляционных работ с использованием одновременного фотографирования самолетных световых вспышек из нескольких точек на поверхности Земли.

В основе спутниковой геодезии лежит использование удаленных (но не слишком) от Земли объектов, направление на которые существенно зависит от положения наблюдателя на Земле. Этими объектами являются искусственные спутники Земли (ИСЗ), а также Луна, на которой установлены специальные зеркала в виде уголковых отражателей, обладающие свойством отражать луч света в направлении, противоположном падению. В космической геодезии возможны два метода: 1) наблюдение ИСЗ как удаленной метки из различных точек Земли и 2) моделирование движения объекта в поле тяготения Земли с учетом многих возмущающих влияний с последующим сопоставлением результатов с фактически наблюдаемым движением.

В настоящее время наиболее распространенными (и, пожалуй, наиболее точными) являются фотографические, лазерные и доплеровские методы наблюдений ИСЗ.

Фотографические наблюдения ИСЗ. В принципе, это обычная задача фотографической астрометрии. Цель ее — зафиксировать на фотографической пластинке (или пленке) изображение ИСЗ среди изображений звезд. Считая положения звезд точно известными (из каталога), путем тщательных измерений взаимных расстояний ИСЗ и звезд можно найти и вычислить точные положения ИСЗ на небесной сфере. Существенным здесь является фиксация моментов времени; ИСЗ может перемещаться на фоне звезд со скоростью около одного углового градуса в одну секунду времени. Таким образом, если измерения изображений имеют

погрешность порядка $0{,}001^{\circ}$, то время необходимо регистрировать с погрешностью не хуже $0{,}001^{s}$, в противном случае чрезвычайно трудоемкая работа измерителя будет бесполезной. Обычно время регистрируется путем прерывания экспозиции (затвором или вращающейся диафрагмой) несколько раз (3–5) в течение экспозиции на 0,5–2 с; при этом момент прерывания экспозиции фиксируется точными часами (обычно кварцевыми), регулярно контролируемыми по радиосигналам времени.

Принципиальные особенности фотографирования ИСЗ связаны с быстрым их перемещением на фоне звезд (в 50–100 раз превышающим суточное), произвольностью направлений этого перемещения и переменностью яркости ИСЗ.

Для фотографирования ИСЗ были сконструированы специальные камеры, используемые четырьмя способами.

1. Неподвижная камера. Звезды медленно пересекают поле зрения (со скоростью до $0^{\circ}25'$ в минуту), а ИСЗ движется с большой скоростью (до 20° в минуту) в произвольном направлении. Начало каждого отрезка траекторий ИСЗ и звезд после перерывов в экспозиции регистрируется часами, а последующие измерения взаимных расположений позволяют вычислить искомые положения ИСЗ.

2. Гидирование телескопа по звездам. В этом способе изображения звезд получаются в виде точек, а траектория ИСЗ — прямая линия.

Для фотографирования слабых ИСЗ в этих двух методах необходимо применять светосильные камеры и специальную систему гидирования с заранее вычисленной скоростью и коррекцией по трем–четырем осям.

3. Гидирование по ИСЗ. Здесь уже изображения звезд получаются в виде черточек, а изображение ИСЗ — точкой.

4. Оптимальный способ первоначального гидирования по звездам, а затем по ИСЗ.

Лазерная дальнометрия. Она основывается на чрезвычайно простом принципе: в направлении мишени-отражателя посылается короткий световой импульс, который, отразившись от нее, возвращается в приемное устройство дальномера. Измеряя интервал времени (Δt) между испусканием импульса и его возвращением, можно вычислить искомую дальность (ρ) по формуле

$$\rho = \frac{1}{2} c\Delta t + \Delta\rho_1 + \Delta\rho_2,$$

где c — скорость света в вакууме, $\Delta\rho_1$ — поправка дальности за счет задержки прохождения импульса света в атмосфере Земли, а $\Delta\rho_2$ — аппаратурная поправка измеренной дальности (калибровка, постоянная задержки и т. д.).

Лазерный дальномер для наблюдения искусственных спутников Земли представляет собой смонтированные параллельно (обычно на азимутальной установке) излучатель лазерных импульсов — передатчик и телескоп — приемник отраженных сигналов.

В действующих в настоящее время системах для посылки импульсов используются оптические квантовые генераторы на рубиновых кристаллах, с помощью которых можно получать мощные световые импульсы когерентного излучения на волне 0,6943 мкм. Продолжительность импульсов составляет единицы наносекунд, а энергия в импульсе достигает 10 Дж. Обычно в передатчике используются два последовательно расположенных рубиновых кристалла, один из которых служит генератором импульсов, а другой усилителем, обеспечивающим выходную мощность дальномера порядка 500 МВт. На выходе передатчика устанавливается коллиматорная линза с апертурой около 10 см, путем перемещения которой можно изменять угол расходимости луча, содержащего 50 % излучаемой энергии,

в пределах 1–30 минут дуги. Величина этого угла определяется необходимостью «поймать» спутник и связана с точностью имеющихся в распоряжении наблюдателей эфемерид ИСЗ: чем точнее эфемериды, тем с меньшим углом расходимости возможны наблюдения (очевидно, малый угол расходимости лазерного луча позволяет измерять большие расстояния или, если расстояние фиксировано, повысить точность приема отраженного сигнала).

Более совершенные лазерные системы используют генераторы на неодимово-гранатном стекле. Это обеспечивает при той же (или меньшей) энергии передатчика получение более коротких и мощных импульсов. Длина волны неодимового лазера попадает в диапазон инфракрасного излучения, поэтому для использования оптических приемников излучение предварительно переводят путем удвоения частоты в зеленую область видимого света.

Передатчики лазерных дальномеров испускают импульсы с частотой от 1/15 Гц (т. е. четыре импульса в минуту) до 1 Гц. Моменты посылки импульса обычно задаются заранее в соответствии с эфемеридами ИСЗ и корректируются в процессе наблюдений путем исследования разностей наблюдаемых и предвычисленных расстояний в начале пролета ИСЗ, когда его видимая угловая скорость наименьшая.

Приемный телескоп дальномера обычно представляет собой зеркальную систему с апертурой до 50 см и фокусным расстоянием до 2 м. Оптическая схема приемного телескопа позволяет помимо пропускания отраженных сигналов на фотоумножитель производить также и визуальные наблюдения (например, для юстировки аппаратуры).

Для установления момента наблюдения в дальнометрической системе используются кварцевые или атомные часы, воспроизводящие ту или иную шкалу времени (чаще всего это шкала IAT или UTC) с помощью системы LORAN с высокой степенью точности — обычно лучшей, чем 10 мкс (§ 5.5). Что касается интервала времени прохождения сигнала в направлении передатчик — ИСЗ — приемник, то он определяется электронным счетчиком, который в зависимости от дальности ИСЗ может работать в различных режимах. Точность определения интервала времени составляет около 1 нс.

По получении наблюдательного материала на станции его обычно подвергают той или иной первоначальной обработке. Обычно это сводится к вычислению и учету поправок $\Delta\rho_1$ и $\Delta\rho_2$ исходной формулы параграфа. Аппаратурная поправка расстояния определяется по наблюдениям удаленной (100–1 000 м) диффузно отражающей мишени, расстояние до которой известно с высокой точностью.

Для определения атмосферной поправки требуется дополнительная информация, относящаяся к каждому моменту наблюдения, а именно температура, давление, влажность и зенитное расстояние ИСЗ. Дополнительно требуется знать высоту наблюдательной станции над уровнем моря. Не вдаваясь в специальные подробности этой достаточно сложной проблемы, заметим, что измеряемая дальность до спутника искажается атмосферой по двум причинам. Во-первых, скорость света в атмосфере отличается от скорости света в вакууме; она зависит от показателя преломления воздушных слоев, меняющегося в атмосфере с высотой приблизительно по экспоненциальному закону. Во-вторых, что менее существенно, истинная траектория лазерного импульса есть не прямая линия, а обусловленная рефракцией кривая. Поправка запаздывания света в атмосфере может достигать при больших зенитных расстояниях ИСЗ десятка метров (разумеется, ее всегда надо вычитать из вычисленного расстояния).

Доплеровские наблюдения ИСЗ. Эффект Доплера заключается, как известно, в смещении частоты сигнала при движении источника сигнала относительно

приемника на наблюдательной станции. Принимаемая наблюдателем частота $f_н$ связана с номинальной частотой f_0 и относительной лучевой скоростью передатчика и приемника следующим образом:

$$f_н = -\frac{1}{c} f_0 \dot{\rho}.$$

На борту ИСЗ устанавливается передатчик радиосигналов, вырабатываемых высокостабильным генератором частоты (обычно это атомный стандарт). Приемник наземной станции также имеет генератор опорных сигналов. Сравнение частот принимаемого сигнала и опорного позволяет найти доплеровский сдвиг $f_н$.

Существуют два варианта доплеровских наблюдений: в первом измеряется непосредственно частота, во-втором — за фиксированные интервалы времени (порядка двух минут) накапливаются многие периоды принимаемой частоты, т. е. измеряется интеграл частоты. Второй метод — метод «интегрального доплера» — является более распространенным и используется, в частности, для навигационных целей.

Способ непосредственного измерения частот применяется, как правило, на стационарных геодинамических станциях, которые заняты выполнением долгосрочных геодезических программ. Такими, например, являются станции американской сети TRANET, имеющие кабельную связь с центром обработки совокупности данных.

Примером второго метода является работа навигационной доплеровской системы TRANSIT, станции которой оборудованы интегральным приемником. Вся система начала функционировать в 1964 г. как средство установления местоположения кораблей ВМС, а с 1968 г. используется и гражданскими кораблями и самолетами.

На борту ИСЗ установлены передатчики, задающие высокостабильную частоту кварцевые генераторы (теперь атомные) и вспомогательные средства для приема, хранения и передачи информации об орбитальном движении ИСЗ.

В системе действует четыре-пять ИСЗ, имеющих почти круговые ($e \approx 0{,}001$) полярные ($i \approx 89{,}5–90{,}5°$) орбиты с высотой над поверхностью Земли порядка 1 100 км и разнесенные по долготе. Наблюдения этих ИСЗ проводятся с полутора десятка равномерно распределенных по долготе станций. По результатам этих наблюдений каждые двое суток уточняются их орбиты и прогнозируется движение на сутки вперед. Соответствующие данные заносятся в память бортовых устройств ИСЗ. Таким образом эти ИСЗ становятся носителями координат для определения положения судов и наблюдаются корабельными интегральными доплеровскими приемниками. Точность определения положения составляет 20–50 м.

По результатам наблюдений ИСЗ TRANSIT были составлены модели гравитационного поля Земли, а с 1966 г. регулярно производится определение положения полюса.

Метод спутниковой геодезии, простой по идее, но сложный по осуществлению, сводится к анализу фундаментального уравнения, связывающего топоцентрический и геоцентрический радиус-векторы ИСЗ с радиус-вектором точки на Земле, из которой выполняются наблюдения (рис. 5.15):

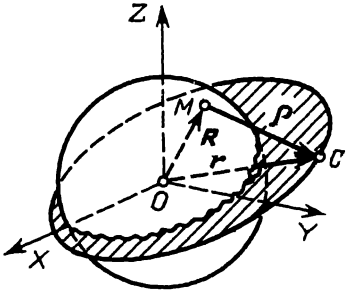


Рис. 5.15. К методу космической геодезии

$$\mathbf{r} = \mathbf{R} + \rho.$$

Наблюдения ИСЗ дают нам в результате те или иные компоненты вектора ρ в геоцентрической экваториальной системе координат. Перемещаясь в достаточно сложном поле притяжения Земли, объект наблюдения испытывает вдобавок возмущающие воздействия со стороны Луны и Солнца, торможение в атмосфере Земли, давление солнечной радиации и т. д. В свою очередь и наблюдатель перемещается вместе с вращающейся Землей, испытывая нерегулярности ее вращения и воздействия приливов тела упругой Земли. Моделируя все эти явления, можно вычислить те же компоненты вектора ρ, что и полученные в результате наблюдений. Сопоставление наблюденных и вычисленных величин и анализ их поведения с течением времени позволяют сделать определенные выводы о достоинствах исходной модели и необходимости вносить в нее ту или иную коррекцию.

§ 5.19. Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами

В последние годы стало возможным решение многих задач классической астрометрии принципиально новым методом *радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами* (РСДБ).

Современные радиоинтерферометры такого типа состоят обычно из двух полноповоротных радиотелескопов (рис. 5.16), разнесенных на несколько тысяч километров. Записи излучения, приходящего от точечного источника, производятся на магнитную ленту отдельно в каждом пункте. На этой же ленте одновременно регистрируются точные метки времени, поступающие от атомных часов, находящихся в пунктах наблюдений. Часы должны быть синхронизованы с максимально возможной точностью (несколько микросекунд). Затем при помощи ЭВМ магнитные ленты с этими записями сигналов сравниваются и по сдвигу сигналов относительно меток времени определяется временная задержка сигнала τ — время, за которое электромагнитные волны проходят разность расстояний l от источника до обоих пунктов.

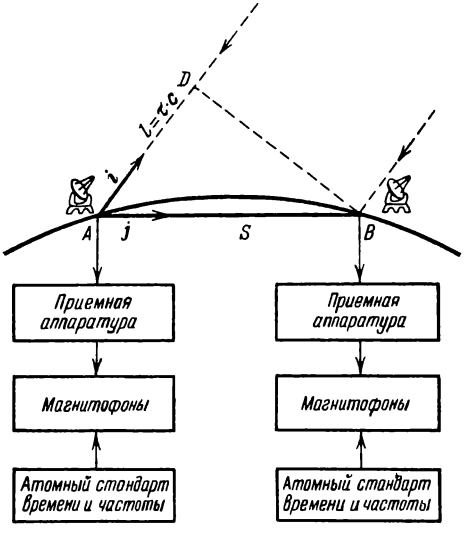


Рис. 5.16. К теории радиоинтерферометра со сверхдлинной базой

Легко сообразить, что величина τ зависит от длины базы и ее ориентации в пространстве. Из рис. 5.16 видно, что чем больше расстояние между пунктами, тем меньше погрешность в определении l влияет на результат вычисления направления на источник. Чтобы получить связь временной задержки τ с координатами радиоисточников, размерами базы и скоростью вращения Земли, введем два единичных вектора. Вектор $\mathbf{i}$ задает направление на радиоисточник, имеющий координаты α и δ. Вектор $\mathbf{j}$ расположен по направлению базы от A к B.

Перенесем векторы $\mathbf{i}$ и $\mathbf{j}$ в начало сферической системы координат O, совпадающей с центром Земли (рис. 5.17). В точке O поместим также центр прямоугольной системы координат XYZ. Ось Z направим по оси вращения Земли, а ось X параллельно плоскости нулевого (гринвичского) меридиана.

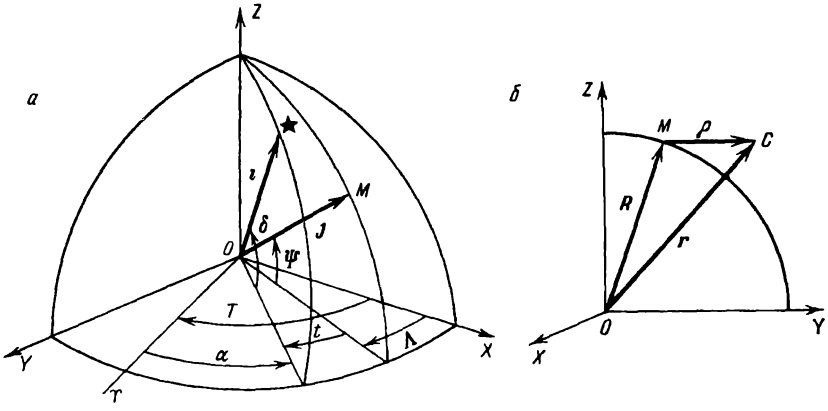


Рис. 5.17. Схема работы радиоинтерферометра со сверхдлинной базой

Проекции векторов **i**, **j** на оси XYZ будут иметь такие значения:

$$\begin{gathered} i[\cos\delta\cos(T-\alpha),\ \cos\delta\sin(T-\alpha),\ \sin\delta], \\ j[\cos\Psi\cos\Lambda,\ \cos\Psi\sin\Lambda,\ \sin\Psi], \end{gathered} \tag{5.24}$$

где Ψ, Λ — сферические координаты точки B, а T — звездное время в Гринвиче.

Обозначим через t часовой угол радиоисточника на меридиане, плоскость которого параллельна направлению базы, $t = T - \alpha - \Lambda$.

Из $\triangle ABD$ (см. рис. 5.16), используя (5.24), получим

$$l = S(\mathbf{i}\cdot\mathbf{j}) = S\cos\Psi\cos\delta\cos t + S\sin\Psi\sin\delta, \tag{5.25}$$

где S — длина базы.

Уравнение (5.25) является основной формулой радиоастрометрии. Надо только учитывать, что она выведена при условии идеальной синхронизации часов в пунктах наблюдений, т. е. при строго одновременных наблюдениях. При реальных наблюдениях в формулу (5.25) необходимо добавить поправку, учитывающую погрешность синхронизации часов в пунктах наблюдений ΔT_0 и еще одну поправку за изменение величины ΔT_0 во время наблюдений от момента T_0, когда определено ΔT_0, до момента конкретного наблюдения T, равную $k(T - T_0)$, где k — коэффициент пропорциональности. Тогда получим окончательно

$$\tau c = l = S\cos\Psi\cos\delta\cos t + S\sin\Psi\sin\delta + c\Delta T_0 + ck(T - T_0),$$

где c — скорость электромагнитных волн. Каждое наблюдение одного радиоисточника дает одно значение τ.

Наблюдая несколько радиоисточников, каждый в трех-четырех часовых углах, получим систему уравнений, из которых после их решения можно определить координаты источников, длину базы, звездное время, погрешность синхронизации часов, координаты полюса. Погрешность определения координат радиоисточников по наблюдениям последних лет составляет около $0{,}001''$, погрешность определения времени — $0{,}0001^s$, а погрешность определения длины базы — несколько десятков сантиметров.

С помощью радиоинтерферометрии оказалось возможным создать новую систему небесных координат, привязанную к внегалактическим радиоисточникам. Эта система носит название «Международная небесная опорная система (International

Celestial Reference System, ICRS)» и в настоящее время является общепринятым стандартом. Для большинства практических целей ее можно считать совпадающей с системой экваториальных координат эпохи 2000,0.

Анализ изменения длины базы со временем позволяет изучать приливы в теле Земли и смещения континентов или блоков земной коры. Большие перспективы представляет радиоастрометрия и для определения особенностей вращений Земли.

§ 5.20. Позиционные наблюдения с борта космического аппарата

В 1966 г. французский астроном П. Лакрут предложил использовать ИСЗ для проведения массовых астрометрических наблюдений. В разработке этой идеи приняли участие многие европейские астрономы и особенно Э. Хёг из Копенгагенского университета. В 1975 г. был создан и одобрен Европейским космическим агенством (ЕКА) проект «Гиппаркос» (HIPPARCOS = HIgh Precision PARallax Collecting Sattellite, т. е. «Спутник [для] сбора высокоточных параллаксов»). Его авторами и разработчиками являются более тридцати институтов и обсерваторий, а также межнациональные промышленные корпорации. Принципиальная новизна проекта заключается в возможности определения параллаксов звезд абсолютным методом (см. § 3.5).

В программу наблюдений вошло более 100 тысяч специально отобранных звезд, распределение которых по звездным величинам m (о звездных величинах см. § 6.3) таково:

m	Число звезд, тыс.	m	Число звезд, тыс.
6^m	3	$9-10^m$	16
6–7	5,4	10–11	12
7–8	14,8	11–12	6
8–9	40,8	12–14	2

Каждая из этих звезд наблюдалась 60–80 раз при точности одного наблюдения около $0{,}01''$, что в результате позволило получить точность порядка $0{,}001-0{,}002''$. Параллельно с основной программой проводился эксперимент TYCHO, в ходе которого должны быть получены координаты 400 тысяч избранных звезд с точностью $0{,}03''$ и звездные величины с точностью $0{,}2-0{,}3^m$.

Летом 1989 г. из Куру (французская Гвиана) с помощью ракеты-носителя «Ариан» космический аппарат был выведен на орбиту, и через несколько месяцев после этого начались программные наблюдения.

В апреле 1990 г. с борта американского корабля многоразового использования «Дискавери» («Шаттл») была выведена на орбиту крупнейшая околоземная оптическая обсерватория STH (Space Telescope Hubble, т. е. Космический телескоп имени Хаббла). Среди большого числа его научных задач (главным образом астрофизических) предусмотрены и позиционные наблюдения специально выбранных звезд $9-17^m$. Телескоп представляет собой рефлектор диаметром 2,4 м системы Ричи—Кретьена. Поле зрения телескопа $14'$ разделено для использования различных камер и спектрографов. Астрометрические измерения расстояний между звездами в поле $11'$ проводятся с такой точностью, чтобы в конце концов определить параллаксы звезд с точностью $0{,}001''$. Основной вклад STH в астрометрию заключается в решении задачи о привязке системы координат HIPPARCOS к внегалактическим источникам излучения и телам Солнечной системы.



Вопросы и упражнения к Главе 5

1. Что такое уголковый отражатель и как он используется в астрономической практике? Докажите его основное оптическое свойство.
2. Каков смысл понятия «увеличение» в формуле (5.1)? Каким путем и в каких пределах целесообразно его изменять?
3. Наблюдатель рассматривает изображение Луны на матовом стекле в фокусе астрографа с расстояния ясного зрения. Каким он видит изображение — прямым, перевернутым или зеркальным? Увеличено или уменьшено оно по сравнению с наблюдением невооруженным глазом? Во сколько раз?
4. Дайте обоснование методу исключения ошибки эксцентриситета, описанному в параграфе 5.2.
5. Где на Земле и для какой звезды изменение ее зенитного расстояния в течение суток неизменно пропорционально изменению ее часового угла (Воронцов-Вельяминов)?
6. Найти широту места, зная склонение звезды и ее часовые углы в моменты, когда азимуты звезды разнятся на 180°.
7. В каком случае точнее определяется момент прохождения звезды через меридиан: по моменту наименьшего ее зенитного расстояния или по моменту пересечения ею вертикальной нити меридианного круга?

Глава 6

Основы астрофизики

§ 6.1. Задачи и основные разделы астрофизики

Цель астрофизики — изучение физической природы и эволюции космических объектов, включая и всю Вселенную в целом. Таким образом, астрофизика решает наиболее общие задачи астрономии. За последние десятилетия она стала ведущей частью этой науки, хотя роль таких «классических» разделов, как небесная механика, астрометрия и т. п., не уменьшилась. Наоборот, количество и значимость работ в традиционных областях астрономии в настоящее время также растет, но в астрофизике этот рост происходит быстрее. В целом астрономия развивается гармонично как единая наука, и каждое ее направление учитывает интересы других, в том числе и астрофизики. Так, например, развитие космических исследований частично способствовало возникновению нового раздела небесной механики — астродинамики. Построение космологических моделей Вселенной предъявляет особые требования к «классическим» задачам астрометрии и т. д.

Как известно, за свою многовековую историю астрономия прошла через несколько этапов, полностью изменивших ее характер. Одним из них явилось возникновение и бурное развитие астрофизики. Особенно этому способствовало применение телескопа с начала XVII в., открытие спектрального анализа и изобретение фотографии в XIX в., возникновение фотоэлектрии, радиоастрономии и внеатмосферных космических исследований в XX в. Все это необычайно расширило возможности *наблюдательной*, или *практической*, *астрофизики* и привело к тому, что в середине XX в. астрономия стала *всеволновой*, т. е. получила возможность извлекать информацию практически из любого диапазона спектра электромагнитного излучения.

Параллельно с развитием методов практической астрофизики, благодаря прогрессу в физике и особенно созданию теории излучения и строения атома, развилась *теоретическая астрофизика*. Ее цель — интерпретация результатов наблюдений, постановка новых задач исследований, а также обоснование методов практической астрофизики.

Оба основных раздела астрофизики в свою очередь подразделяются на более частные. Разделение теоретической астрофизики, как правило, производится по объектам исследования: *физика Солнца*, *планет*, *звезд*, *межзвездной среды*, *галактик*; физика Вселенной (*космология*) и т. д. Разделы практической астрофизики обычно отражают те или иные применяемые методы: *астрофотометрия*, *астроспектроскопия*, *астрофотография*, *колориметрия* и т. д.

Разделы астрофизики, основанные на применении принципиально новых методов, составившие эпоху в астрономии и, как правило, включающие соответствующие разделы теоретической астрофизики, получили такие названия, как *радиоастрономия*, *баллонная астрономия*, *внеатмосферная астрономия* (космические исследования), *рентгеновская астрономия*, *гамма-астрономия*, *нейтринная астрономия*.

Прежде чем перейти к описанию результатов астрофизических исследований, необходимо усвоить ряд основных определений и понятий. Этому и посвящена настоящая глава.

§ 6.2. Электромагнитное излучение, исследуемое в астрофизике

Как известно, видимый свет является частным видом электромагнитного излучения, которое испускается не непрерывно, а отдельными порциями (*квантами*) характеризующимися своей энергией. Совокупность всех видов излучения называется *спектром электромагнитного излучения*.

За единицу измерения энергии квантов обычно принимают электрон-вольт (эВ) — это энергия, которую приобретает свободный электрон (т. е. электрический заряд $e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Кл $= 4{,}803 \cdot 10^{-10}$ единиц СГСЭ), ускоренный электрическим полем с разностью потенциалов в 1 вольт (В) $= 1/300$ СГСЭ. Поэтому

$$1 \text{ эВ} = 1{,}602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1{,}602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

Фотоны (кванты) видимого света обладают энергиями 2–3 эВ и занимают лишь небольшую область исследуемого в астрофизике электромагнитного спектра, который простирается от значений энергии порядка МэВ (мега-, т. е. миллион электронвольт) для *гамма-излучения* до одной миллионной электронвольта (10^{-6} эВ) для метровых *радиоволн*. Между этими крайними видами электромагнитного излучения последовательно располагается *рентгеновское*, *ультрафиолетовое*, *визуальное* (видимое) и *инфракрасное* излучение (табл. 6.1).

Электромагнитное излучение обладает волновыми свойствами, проявляющимися в таких явлениях, как интерференция и дифракция. Поэтому, как и всякие волны, электромагнитное колебание можно характеризовать длиной волны λ и частотой ν, произведение которых равно скорости распространения колебаний:

$$c = \lambda\nu. \tag{6.1}$$

У всех электромагнитных волн скорость распространения в вакууме одинакова и составляет 299 792,458 км/с, или приближенно

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}.$$

Энергия квантов ε пропорциональна частоте ν электромагнитных колебаний (т. е. обратно пропорциональна длине волны λ). Коэффициентом пропорциональности является постоянная Планка

$$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с},$$

так что

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \tag{6.2}$$

Кванту с энергией в 1 эВ соответствует длина волны

$$\lambda_1 = 12\,399 \text{ Å} \approx 1{,}24 \text{ мкм} = 1\,240 \text{ нм}\ ^{1)}$$

и частота

$$\nu_1 = 2{,}18 \cdot 10^{14} \text{ Гц}.$$

[1)] Å (ангстрем) — часто употребляемая в спектроскопии единица длины, близкая к ширине спектральных линий; 1 Å $= 10^{-10}$ м; 1 нм $= 10^{-9}$ м.

Таблица 6.1. Электромагнитный спектр, исследуемый в астрофизике

Область спектра	Длины волн	Прохождение сквозь земную атмосферу	Методы исследования	Приемники излучения
Гамма излучение	$\leqslant$ 0,01 нм	Сильное поглощение O, N_2, O_2, O_3 и др. молекулами воздуха	В основном внеатмосферные (космические ракеты, искусственные спутники)	Счетчики фотонов, ионизационные камеры, фотоэмульсии, люминофоры
Рентгеновское излучение	0,01–10 нм	То же	То же	То же
Далекий ультрафиолет	10–310 нм	То же	Внеатмосферные	Фотоэлектронные умножители, фотоэмульсии
Близкий ультрафиолет	310–390 нм	Слабое поглощение	С поверхности Земли	Глаз, фотоэмульсии, фотокатоды
Видимое излучение	390–760 нм	То же	То же	Болометры
Инфракрасное излучение	0,76–15 мкм	Частые полосы поглощения	Частично с поверхности Земли	Термопары, фотосопротивления, специальные фотокатоды и фотоэмульсии
	15 мкм–1 мм	Сильное молекулярное поглощение	С аэростатов	
Радиоволны	Длиннее 1 мм	Пропускается около 1 мм, 4,5 мм, 8 мм и от 1 см до 20 м	С поверхности Земли	Радиометры

Области видимого излучения соответствует интервал длин волн примерно от 390 нм (фиолетовая граница видимого спектра) до 760 нм (красная граница). Между ними располагаются все цвета видимого спектра: фиолетовый (390–450 нм), синий (450–480 нм), голубой (480–510 нм), зеленый (510–570 нм), желтый (570–585 нм), оранжевый (585–620 нм) и красный (620–760 нм). Указанные границы условны, и в действительности цвета излучения плавно переходят друг в друга.

Излучение в видимой области спектра играет особенно большую роль в астрономии, так как оно сравнительно хорошо пропускается земной атмосферой. В остальных участках спектра поглощение сказывается значительно сильнее, так что космическое излучение проникает только до некоторого уровня земной атмосферы, изображенного на рис. 6.1. Сильнее всего атмосфера поглощает коротковолновую область спектра, т. е. ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма-излучение. Эта область, кроме близкого ультрафиолета (310–390 нм), доступна наблюдениям только с ракет и искусственных спутников, оснащенных специальной аппаратурой.

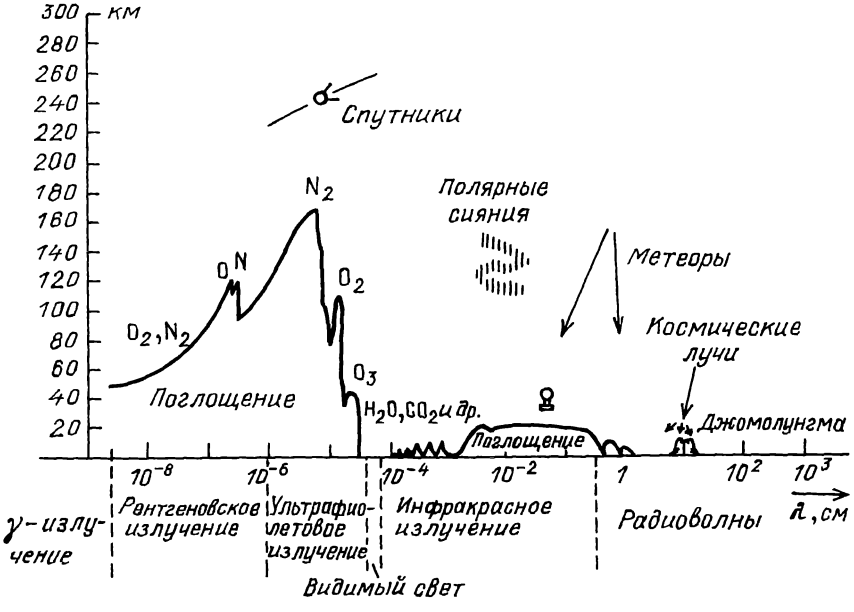


Рис. 6.1. Прохождение электромагнитного спектра через земную атмосферу. Ордината кривой изображает высоту в атмосфере, до которой практически доходит космическое излучение в данной области спектра

В сторону длинных волн от видимой области спектра расположена область инфракрасного излучения и радиоволны. Большая часть инфракрасного излучения начиная примерно с длины волны в 1 мкм поглощается молекулами воздуха, главным образом молекулами водяных паров и углекислого газа. Наблюдениям с Земли доступно излучение только в некоторых, сравнительно узких «окнах» видимости между полосами молекулярного поглощения. Остальные участки ИК-спектра становятся доступными наблюдениям со сравнительно небольших высот и могут изучаться с аэростатов и шаров-зондов или (частично) на некоторых высокогорных обсерваториях.

Земная атмосфера прозрачна для радиоволн в диапазоне примерно от 1 см до 20 м. Волны короче 1 см, за исключением узких областей около 1, 4,5 и 8 мм, полностью поглощаются нижними слоями земной атмосферы, а волны, длиннее нескольких десятков метров, отражаются и поглощаются самыми верхними ее слоями — ионосферой.

§ 6.3. Понятие об астрофотометрии

Количество световой энергии, излучаемой телом, является одной из существенных его характеристик. Имеется два основных способа измерения этой величины: либо непосредственное определение количества световой энергии, дошедшей от данного тела до измерительного прибора, либо сравнение излучения исследуемого объекта с излучением какого-нибудь другого, излучательная способность которого известна.

Источники света даже одинаковой мощности могут сильно различаться по спектральному составу своего излучения. Так, например, Солнце больше всего излучает в желто-зеленой области спектра, в то время как некоторые звезды испускают преимущественно в голубой и синей. С другой стороны, имеются объекты (например, так называемые радиогалактики), которые в диапазоне радиоволн излучают в несколько раз сильнее, чем во всех остальных областях спектра. Отсюда видно, что сравнивать излучение двух объектов имеет смысл только в одной и той же спектральной области.

Светочувствительный прибор (приемник излучения), как правило, неодинаково реагирует на излучение различных длин волн. Поэтому результаты измерения количества света зависят от того, к какой области спектра чувствительнее всего данный прибор, т. е. от его *спектральной чувствительности*. Обычно можно указать длины волн, ограничивающие интервал спектра, на который реагирует данный прибор (область спектральной чувствительности). Ширина этого интервала называется *полосой пропускания* данного приемника.

Мощность световой энергии обычно характеризуют *потоком излучения* (световым потоком), являющимся основным понятием фотометрии. *Потоком излучения называется количество лучистой энергии, проходящей за единицу времени через данную поверхность* (например, входное отверстие телескопа).

Освещенностью называется плотность светового потока, т. е. световой поток, приходящийся на единицу площади освещаемой поверхности. Если световой поток Ф равномерно освещает площадь S, то освещенность составляет

$$E = \frac{\Phi}{S}. \tag{6.3}$$

Равномерную освещенность создает, например, удаленный от экрана *точечный источник*, если его лучи перпендикулярны экрану, т. е. такой источник, размеры которого бесконечно малы по сравнению с расстоянием до него.

Если вершину некоторого конуса совместить с точечным источником, то все лучи, испускаемые в пределах этого конуса, будут всегда в нем оставаться, так что через любое сечение этого конуса пройдет один и тот же поток излучения. Рассматривая сечения, перпендикулярные оси конуса, можно показать, что из постоянства потока следует закон *обратной пропорциональности освещенности квадрату расстояния*. Кроме того, на одном и том же расстоянии *освещенность пропорциональна косинусу угла между осью конуса и нормалью к сечению*.

Примером точечных источников излучения в астрономии являются звезды. Однако при использовании закона обратных квадратов расстояния в астрофизике

необходимо учитывать оптические свойства среды, заполняющей пространство между источником и наблюдателем. Так, свет звезд несколько поглощается в газопылевой среде между звездами, а также в земной атмосфере.

В астрофизике понятие освещенности играет очень большую роль, так как фактически только эта величина и может быть измерена из наблюдений. Действительно, светочувствительный прибор в конечном счете реагирует на количество световой энергии, предварительно прошедшей через входное отверстие телескопа, площадь которого известна и постоянна для данного инструмента. Поэтому отсчеты прибора пропорциональны освещенности, создаваемой исследуемым объектом в месте наблюдения, если влияние всех остальных источников излучения исключено.

Поток излучения (а также освещенность) могут характеризовать излучение во всем спектре (полный или интегральный поток) или в каком-то определенном его участке. Если этот участок очень узок, то излучение, а вместе с ним и поток, называют *монохроматическим*. В последнем случае мощность излучения должна быть отнесена к единичному интервалу частот (1 Гц) или длин волн (1 м, 1 см, 1 мкм, 1 нм, 1 Å).

В системе СИ интегральная освещенность измеряется в Вт/м^2, а в СГСЭ — в эрг/(см^2 · с), в то время как монохроматическая измеряется в Вт/(м^2 · Гц) или, например, в Вт/(м^2 · мкм) и т. д.

В радиоастрономии используется специальная единица измерения спектральной плотности потока излучения *янский*:

$$1\ \text{Ян} = 10^{-26}\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{Гц}}.$$

В астрофизике часто приходится рассматривать пространство, заполненное излучением (*поле излучения*), которое взаимодействует, например, с атомами разреженного газа. В этом случае важно знать, как связан наблюдаемый поток излучения со свойствами излучения в каждой точке пространства.

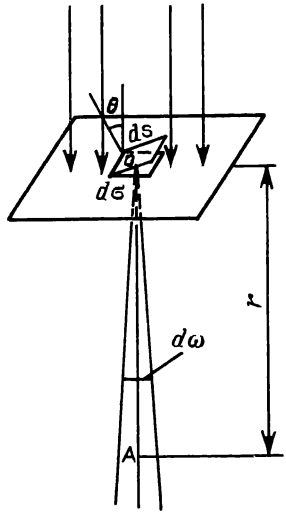


Рис. 6.2. К определению интенсивности и яркости

Предположим, необходимо узнать, какой поток излучается точкой O в точку A, где находится наблюдатель (рис. 6.2). Ограничим излучение в направлении OA непрозрачным экраном, перпендикулярным OA и проходящим через точку O. Пусть в этом экране имеется бесконечно малая диафрагма $d\sigma$, совпадающая с точкой O, которую мы будем рассматривать как точечный источник излучения. Как отмечалось выше, поток излучения $d\Phi$ в направлении OA в пределах бесконечно малого телесного угла $d\omega$ пропорционален этому углу. Поэтому производная $d\Phi/d\omega$ характеризует плотность потока излучения в направлении OA и называется *силой света* в этом направлении. Кроме того, очевидно, сила света отверстия $d\sigma$ пропорциональна $d\sigma$. Обозначим коэффициент пропорциональности через I и назовем его *интенсивностью*. Тогда

$$\frac{d\Phi}{d\omega} = I d\sigma.$$

Вместо площадки $d\sigma$ можно взять любую другую, проектирующуюся на нее площадку $dS = d\sigma/\cos\theta$ (рис. 6.2). Тогда интенсивность I определится соотношением

$$dI = \frac{d\Phi}{d\omega\, dS \cos\theta}. \tag{6.4}$$

Таким образом, физический смысл используемого в астрофизике понятия интенсивности сводится к плотности потока излучения, создаваемого элементом среды в данном направлении. Если убрать диафрагму σ, то интенсивность I в точке A получится суммированием вклада всех точек пространства в излучение, проходящее через точку A в данном направлении. Поэтому в формуле (6.4) вместо I введен элементарный вклад dI.

Если dS непосредственно является элементом излучающей поверхности, то определенная таким путем величина называется *яркостью* этой поверхности в данной точке и в заданном направлении.

Яркость характеризует свойство излучения данной поверхности в определенном направлении и равна потоку, излучаемому проекцией ее элемента на плоскость, перпендикулярную этому направлению, отнесенному к площади этой проекции и к бесконечно малому телесному углу в этом направлении (рис. 6.3):

$$B = \frac{d\Phi}{d\omega\, dS \cos\theta}. \tag{6.5}$$

Рассмотрим освещенность, создаваемую источником $d\sigma$ в точке A. Она равна потоку $d\Phi$, деленному на площадь перпендикулярного оси сечения конуса, проходящего через точку A, $r^2 d\omega$ (рис. 6.3), так что

$$E_A = \frac{d\Phi}{r^2 d\omega} = B\frac{dS\cos\theta}{r^2} = \frac{B d\sigma}{r^2} = B d\Omega,$$

где $d\Omega$ — телесный угол, под которым из точки A видны площадки dS и $d\sigma$. Если яркость излучающего тела всюду одинакова или можно принять среднее ее значение, то получаем важное соотношение: *светящееся тело создает в месте наблюдения на нормальной площадке освещенность, равную его средней яркости, умноженной на телесный угол, под которым оно видно на небе*, т. е.

$$E = B\Omega. \tag{6.6}$$

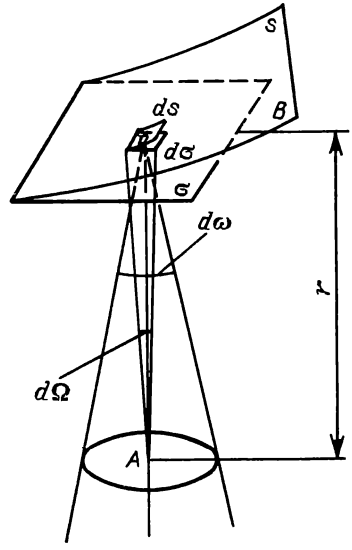


Рис. 6.3. Освещенность, создаваемая освещающим телом

Полученное выражение можно принять за определение понятия яркости. Оно составляет основу астрофотометрии, так как позволяет определять излучательные свойства небесных объектов и в конечном счете их температуру на основании наблюдаемых величин: потока их излучения и телесного угла, под которым они видны. Обе эти величины в принципе легко получаются при помощи телескопа и установленного в его фокусе приемника излучения: телесный угол Ω равен площади изображения объекта S, получающегося в фокальной плоскости телескопа, деленной на квадрат его фокусного расстояния F, $(\Omega = S/F^2)$, а освещенность E измеряется прошедшим через объектив потоком излучения, деленным на площадь отверстия телескопа, с учетом поглощения света в его оптике.

Звездные величины. В большинстве случаев не удается непосредственно измерить угловые размеры звезд. Поэтому создаваемая ими освещенность — единственная фотометрическая информация о них. В качестве глазомерной оценки световой энергии, приходящей от звезд, Гиппарх еще во II в. до н. э. ввел специальную *звездную шкалу величин*. Самые яркие звезды он отнес к *первой величине*, а едва различимые невооруженным глазом — к *шестой величине* (по латыни magnituda — величина; поэтому звездные величины обозначают индексом m, который ставят вверху после числового значения, как, например, градус Цельсия: 5^m).

Глаз реагирует на световую энергию, прошедшую через отверстие зрачка; она пропорциональна освещенности. Однако, согласно психофизическому закону Вебера—Фехнера, при изменении внешнего раздражения в геометрической прогрессии, органы чувств передают соответствующие ощущения в арифметической прогрессии. Поэтому в шкале, введенной Гиппархом, освещенности от звезд 1-, 2-, 3-, ... , 6-й величин получились в убывающей геометрической прогрессии. По-видимому, по аналогии со звуковыми ощущениями, в основе которых лежит октава, знаменатель этой прогрессии также должен был быть $1/2$. Обозначим его через q. Тогда освещенность E_m от звезды, у которой звездная величина m, выразится через освещенность от звезды первой величины E_1 при помощи формулы общего члена геометрической прогрессии

$$E_m = E_1 q^{m-1}. \tag{6.7}$$

Оценки, выполненные Гиппархом, были очень грубыми. Измерения, сделанные в середине XIX в., показали, что разности в 5 звездных величин в шкале Гиппарха соответствует отношение освещенностей почти 1 : 100.

В 1857 г. английский астроном Н. Погсон предложил для шкалы звездных величин принять значение

$$q = \frac{1}{\sqrt[5]{100}} = 10^{-0,4} \approx \frac{1}{2,512},$$

при котором разность в 5 звездных величин соответствует отношению освещенностей ровно в 100 раз.

Число 2,512 — приближенное значение антилогарифма 0,4. Оно показывает, во сколько раз освещенность от объекта со звездной величиной m больше, чем от объекта со звездной величиной $m + 1$. Из этих формул получаем, что освещенности, создаваемые двумя объектами со звездными величинами m_1 и m_2, связаны соотношениями

$$\frac{E_{m1}}{E_{m2}} = (2,512\ldots)^{-(m_1-m_2)}, \quad \lg \frac{E_{m1}}{E_{m2}} = -0,4(m_1 - m_2),$$

или *формулой Погсона*

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg \frac{E_{m1}}{E_{m2}}, \tag{6.8}$$

являющейся определением шкалы звездных величин: *звездной величиной называется отсчитываемый от некоторого нуль-пункта десятичный логарифм освещенности, создаваемой данным объектом в месте наблюдения, умноженный на коэффициент* $-2,5$.

Формула Погсона позволяет определять звездные величины объектов, более ярких, чем с $m = 1$. Для них $m < 1$ и может принимать отрицательные значения. Кроме того, при дробных значениях m получаются промежуточные градации.

Значение $m_2 = 0$ соответствует $E_2 = 1$. Обычно нуль-пункт шкалы звездных величин принимают условно по совокупности звезд, тщательная фотометрия которых выполнена различными методами.

Часто требуется перевести звездные величины в энергетические единицы измерения потока или освещенности. Звезда 0^m создает на границе земной атмосферы освещенность,

$$E_0 = 2{,}48 \cdot 10^{-8}\ \text{Вт/м}^2 = 2{,}48 \cdot 10^{-12}\ \text{эрг/(см}^2 \cdot \text{с)},$$

а для видимой области спектра можно принять спектральную плотность потока излучения ($\lambda = 550$ нм)

$$E_{0,550} = 3{,}75 \cdot 10^{-12}\ \text{Вт/(м}^2 \cdot \text{Å)} = 3{,}75 \cdot 10^{-9}\ \text{эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Å)},$$

или около 1 000 фотонов/(см^2 · с · Å) в области зеленых лучей.

Связь звездных величин со светотехническими единицами измерения используется реже. Основной величиной в них является единица силы света *кандела* (кд), равная силе света, испускаемой в направлении нормали $1\frac{2}{3}$ мм^2 черного тела при температуре 2 042 K (затвердевания платины). В телесном угле в один стерадиан одна кандела дает поток в один *люмен*, который распределяясь равномерно на площади в 1 м^2 определяет единицу освещенности один *люкс*. Звезда 0^m создает на границе земной атмосферы освещенность около $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ лк, т. е. как 1 кд с расстояния около 600 м.

Поскольку звездная величина характеризует освещенность, создаваемую светилом, ее определение можно распространить и на протяженные объекты, для которых в этом случае при помощи формулы (6.6) можно найти яркость, измерив видимый телесный угол и выражая ее непосредственно в звездных величинах, отнесенных к той или иной единице телесного угла, например, стерадиан, квадратные градус, минута, секунда. В табл. 6.2 приведены звездные величины некоторых объектов вместе с телесными углами, которые они занимают на небе.

Из определения шкалы звездных величин ясно, что она может быть применена как к полному излучению, так и к какой-либо определенной спектральной области.

Таблица 6.2. Интегральные фотометрические характеристики некоторых объектов

Объект	Звездная величина	Телесный угол, стерадиан
Солнце	$-26{,}8^m$	$6{,}7 \cdot 10^{-5}$
Луна (в полнолунии)	$-12{,}7$	$6{,}6 \cdot 10^{-5}$
Меркурий*)	$-1{,}9$	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$
Венера*)	$-4{,}4$	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$
Марс	$-2{,}0$	$3{,}8 \cdot 10^{-9}$
Юпитер	$-2{,}7$	$3{,}4 \cdot 10^{-8}$
Вега	0,0	—
Сатурн без колец	$+0{,}7$	$5{,}7 \cdot 10^{-9}$
Уран в противостоянии	$+5{,}5$	$2{,}7 \cdot 10^{-10}$
Нептун	$+7{,}8$	$9{,}8 \cdot 10^{-11}$
Плутон	$+15{,}1$	$3 \cdot 10^{-12}$
1 кв. град ясного безлунного ночного неба (в зените)	$+3{,}5$	$3 \cdot 10^{-4}$

*) в наибольшей элонгации.

Звездная величина, полученная на основании определения полной энергии, излучаемой во всем спектре, называется *болометрической*. В отличие от нее, результаты визуальных, фотографических и фотоэлектрических измерений потока излучения позволяют установить соответственно системы *визуальных*, *фотографических*, *фотоэлектрических* и т. д. звездных величин.

В заключение этого параграфа сделаем одно важное замечание. Глазомерные (*визуальные*) наблюдения точечных объектов, т. е. объектов, не разрешимых глазом, фактически дают представление об освещенности от объекта. Происходит это потому, что получающиеся на сетчатке глаза изображения звезд имеют один и тот же размер, соответствующий разрешению глаза. Для протяженных объектов дело обстоит иначе. Освещенность зрачка глаза определяется формулой (6.6), так что через зрачок диаметром σ проходит поток $\pi B\omega\sigma^2/4$. Площадь изображения объекта на сетчатке, очевидно, составляет $\omega\rho^2$, где ρ — фокусное расстояние хрусталика. Поэтому освещенность сетчатки, определяющая световое ощущение, составляет

$$E_c = B\omega\frac{\pi\sigma^2}{4\pi\rho^2} = \frac{\pi}{4}B\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^2,$$

т. е. пропорциональна квадрату относительного отверстия глаза и яркости объекта. Таким образом, фактически глаз ощущает яркость протяженного объекта. Отсюда очевидно, что это ощущение не зависит от расстояния до объекта.

§ 6.4. Некоторые сведения из молекулярной физики

Идеальный газ. Большинство астрономических объектов состоит из газа, который можно рассматривать как идеальный, так что справедливо основное уравнение состояния

$$p = \frac{\rho}{\mu}RT. \tag{6.9}$$

В этой формуле p — внутреннее давление газа, ρ — его плотность, μ — относительная молекулярная масса, T — его температура, выраженная в кельвинах[2]; $R = 8{,}31$ Дж/(моль · К) — универсальная газовая постоянная.

Как известно, отдельные молекулы, из которых состоит вещество, находятся в беспорядочном тепловом движении. Если молекула, имеющая массу m, движется со скоростью v, то ее кинетическая энергия равна

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2}. \tag{6.10}$$

Тепловая энергия тела складывается из кинетической энергии всех его молекул и частиц. Из-за частых столкновений скорость, а вместе с нею и кинетическая энергия тепловых движений отдельных молекул постоянно меняются. Однако можно говорить о тепловой энергии, которая в каждый данный момент в среднем приходится на одну частицу. *Величина, характеризующая тепловое состояние тела и пропорциональная средней кинетической энергии, приходящейся на одну частицу, называется температурой.* Если температуру измерять в кельвинах, а энергию

[2] В 1967 г. введена единица термодинамической температуры 1 К (кельвин), равная 1/273,16 термодинамической температуры тройной точки воды. Градус Цельсия имеет ту же величину, но нуль-пункт Международной практической шкалы 1968 г. составляет 273,15 К.

в джоулях, то средняя энергия, приходящаяся на одну молекулу одноатомного газа, составляет

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2}kT, \tag{6.11}$$

а полная энергия единицы объема, содержащего n частиц,

$$E_0 = \frac{3}{2}nkT. \tag{6.11 а}$$

Здесь $k = 1{,}381 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана. Она представляет собой универсальную газовую постоянную $\mathrm{R_g}$[3)], но рассчитанную не на один моль, а на одну частицу, т. е.

$$k = \frac{\mathrm{R_g}}{N_\mathrm{A}}, \tag{6.12}$$

где N_A — число Авогадро.

Величина k имеет очень важный физический смысл. Мы не можем сказать, сколько молекул газа в данный момент обладает каким-либо определенным значением энергии, потому что это зависит от их случайных столкновений. Однако мы можем сказать, какова вероятность того, что их энергия близка к такому-то значению. Оказывается, что k — это рассчитанная на 1 К наиболее вероятная энергия одной частицы. Следовательно, при температуре T большинство молекул газа должно иметь энергию, близкую к величине kT. Если эта энергия равна 1 эВ, то температура газа составляет

$$T_{1\ \text{эВ}} = 11\ 605\ \text{К}. \tag{6.13}$$

Энергию, отличающуюся от kT в ту или другую сторону больше чем в два раза, имеет меньше половины числа молекул, находящихся в некотором объеме газа. Вообще, число частиц, имеющих энергию в пределах от ε до $\varepsilon + \Delta\varepsilon$, быстро убывает по мере увеличении абсолютной величины разности $|kT - \varepsilon|$. То же самое имеет место, если рассматривать вместо энергии частиц их скорость. Однако в этом случае следует учитывать, что движения частиц различаются также направлением.

Рассмотрим молекулу, обладающую наиболее вероятным значением кинетической энергии kT. Она должна двигаться с наиболее вероятной скоростью, равной по абсолютной величине

$$v^* = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2\mathrm{R_g}T}{\mu}} \tag{6.14}$$

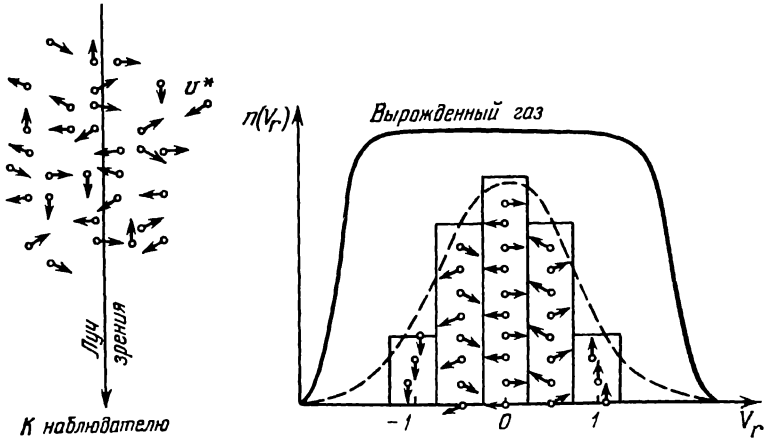
и почти совпадающей со скоростью звука

$$v_s = \sqrt{\frac{5kT}{3m}} = \sqrt{\frac{\gamma kT}{m}} = \sqrt{\frac{\gamma \mathrm{R_g}T}{\mu}}, \tag{6.14 а}$$

для идеального одноатомного газа, для которого $\gamma = 5/3 \approx 1{,}67$.

Предположим, что все молекулы в среднем движутся со скоростями, равными v^*. Тогда, поскольку их движения хаотичны, векторы скоростей отдельных молекул должны иметь всевозможные направления (рис. 6.4 *а*). В частности, по отношению к наблюдателю, который смотрит на газ со стороны, одна половина общего числа молекул должна в данный момент приближаться к нему, а другая —

[3)] В дальнейшем часто рядом встретятся обозначения R (радиус) и $\mathrm{R_g}$ — газовая постоянная. Во избежание путаницы последнюю будут снабжать индексом g.



а *б*

Рис. 6.4. Распределение частиц газа по скоростям: *а* — вектор беспорядочных движений; *б* — относительное число частиц с различными лучевыми скоростями

удаляться от него. Значительная доля молекул должна двигаться в плоскостях, близких к плоскости, перпендикулярной к лучу зрения. Эти молекулы почти не имеют составляющей скорости вдоль луча зрения, и их число значительно больше числа молекул, движущихся вдоль луча зрения (рис. 6.4 *б*). Если теперь учесть, что скорости молекул неодинаковы не только по направлениям, но и по величине, то можно показать, что число частиц, у которых составляющая скорости вдоль луча зрения заключена в пределах от v_r до $v_r + dv_r$, пропорционально экспоненте $\exp[-(v_r/v^*)^2]$, так что

$$n(v_r)dv_r = \frac{n}{v^*\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{v_r}{v^*}\right)^2\right] dv_r, \tag{6.15}$$

где n — общее число молекул в 1 см^3. Это *закон распределения Максвелла*.

Для приближенного решения многих астрономических задач можно исходить из предположения, что все частицы имеют одинаковые энергии, равные $\frac{3}{2}kT$, и в среднем движутся с одинаковыми по величине наиболее вероятными скоростями v^*, определяемыми соотношением (6.14). Они очень близки к среднеквадратичной скорости

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \approx 1{,}22v^*, \tag{6.16}$$

которую имеет молекула, обладающая средним для всех частиц значением энергии

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2}kT.$$

Вырожденный газ. При увеличении числа частиц в идеальном газе их распределение по скоростям сохраняет форму штриховой кривой на рис. 6.4 *б*. Растет только площадь, ограниченная этой кривой: она пропорциональна полному числу частиц. Однако когда количество частиц в заданном интервале скоростей оказывается слишком большим, наступает ограничение, накладываемое законами квантовой механики и называемое *вырождением*. Оно связано с тем, что импульсы частиц

могут принимать только дискретные значения, а частиц с одинаковыми импульсами быть не может (*принцип Паули*). Поэтому начиная с некоторых значений плотности (при $T = 10^7$ К это 10^3 г/см^3) дальнейшее ее увеличение происходит за счет относительного увеличения числа более быстрых частиц. При полном вырождении распределение становится плоским (сплошная кривая на рис. 6.4 *б*). Тем самым суммарный импульс единицы объема (т. е. давление) перестает зависеть от температуры и определяется только концентрацией частиц (т. е. плотностью). Скорость частиц, следовательно, также растет с плотностью. В квантовой статистике для уравнения состояния электронного вырожденного газа вместо формулы (6.9) получается зависимость

$$P = 2{,}3 \cdot 10^{-27} \left(\frac{\rho}{m}\right)^{5/3} \text{дин/см}^2 \qquad (6.17\ \text{а})$$

(нерелятивистский газ) и

$$P = 2{,}37 \cdot 10^{-17} \left(\frac{\rho}{m}\right)^{4/3} \text{дин/см}^2 \qquad (6.17\ \text{б})$$

(релятивистский случай, когда скорость электронов приближается к скорости света).

Космическая плазма. Значительная часть вещества в космосе приходится на газ в той или иной степени ионизованный. Такой газ называют *плазмой*. Поскольку в плазме присутствуют заряженные частицы, она способна проводить электрический ток. При сильной ионизации проводимость плазмы может достигать значений, характерных для хорошо проводящих металлов (например, меди). Благодаря этому даже незначительная разность зарядов, возникшая в какой-либо области, должна быстро выравниваться и в достаточно больших объемах плазма оказывается нейтральной. Обычно говорят о квазинейтральной плазме, так как в масштабах, соизмеримых со средними расстояниями между частицами, нейтральность, естественно, может нарушаться.

Высокая проводимость определяет важные особенности взаимодействия плазмы с магнитными полями.

В плазме, замагниченной однородным полем с напряженностью H, на заряженные частицы действует сила Лоренца, перпендикулярная направлению магнитного поля и вектору тепловой скорости частицы. Поэтому на составляющую скорости частицы с массой m вдоль поля магнитные силы не влияют, а те, что движутся поперек поля, совершают круговое движение с угловой частотой eH/mc, называемой ларморовской. В итоге заряженные частицы движутся по спиралям вокруг силовых линий магнитного поля. Столкновения частиц приводят к потерям их кинетической энергии, и магнитное поле затухает. Время затухания поля τ пропорционально проводимости σ и квадрату размеров области R

$$\tau = 4\pi\sigma\frac{R^2}{c^2}.$$

Для звездной атмосферы проводимость $\sigma \approx 10^{13}$ ед. СГСЭ (для меди 10^{17}) и однородное поле в области размером в 10 000 км затухает за время $\tau = 10^{11}$ с, или 3 000 лет. Это означает, что для структурных образований, например, в атмосферах звезд, магнитное поле в большинстве случаев существует значительно дольше, чем само образование.

Следствием высокой проводимости и неуничтожимости поля является важное представление о вмороженности магнитного поля в плазму. Действительно, движение потока плазмы поперек поля по законам электромагнитной индукции приводит к появлению электрического тока, магнитное действие которого, по правилу Ленца, противоположно направлению исходного магнитного поля. Легко сообразить, что в результате сложения обоих полей могут возникнуть две ситуации: если энергия движения плазмы больше энергии магнитного поля, то поток вещества как бы увлекает за собою магнитные силовые линии поля. Тогда говорят о «вмороженности» поля в плазму. В другом крайнем случае, когда преобладает магнитная энергия, плазма не в силах пересечь магнитных силовых линий и вынуждена течь вдоль них. Получается, что плазма как бы «приклеена» к магнитному полю.

Энергия магнитного поля с напряженностью H в единичном объеме составляет $H^2/(8\pi)$. Натяжение поля вдоль силовых линий и давление поперек них составляют по половине этой величины. Если при этом рассматривать силовые линии как натянутые струны, то можно представить, что возмущения в плазме должны распространяться вдоль силовых линий в виде поперечных колебаний, для которых магнитное давление служит возвращающей силой. Такие колебания называют волнами Альвена. В отсутствии магнитного поля в плазме, как и в обычном газе, могут распространяться продольные звуковые волны. При наличии же магнитного поля между этими двумя крайними случаями возможно множество волн смешанного типа, в которых колеблются как силовые линии магнитного поля, так и сама плазма (магнито-звуковые волны).

Понятие об элементарных процессах. В астрофизике особое значение имеет анализ так называемых элементарных процессов, связанных с изменением энергии атомов, позволяющий установить зависимость между тепловой энергией газа и его излучением. Прежде всего важно знать, как часто сталкиваются между собой частицы газа. Сначала рассмотрим упрощенный случай: движется одна большая молекула, имеющая форму шарика с поперечным сечением σ, а все остальные можно считать неподвижными точками. Пусть при этом взаимодействия происходят всякий раз, когда на пути большой молекулы встречается какая-нибудь другая. Тогда она может двигаться без столкновения только до тех пор, пока не пройдет свободного объема, приходящегося на одну частицу. Если концентрация молекул n частиц/см^3, то на каждую из них в среднем приходится объем пространства $1/n$ см^3. Частица с поперечным сечением σ, двигаясь со скоростью v^*, пройдет такой объем за время

$$t = \frac{1/n}{v^*\sigma} = \frac{1}{nv^*\sigma}. \qquad (6.18\text{ а})$$

Это дает средний промежуток времени между двумя последовательными столкновениями. Обратная величина показывает, сколько столкновений происходит в среднем за 1 с, и называется *частотой столкновений*

$$N = nv^*\sigma. \qquad (6.18\text{ б})$$

Путь, проходимый частицей между последовательными столкновениями, называется *длиной свободного пробега*, которая, очевидно, равна

$$\Lambda = v^*t = \frac{1}{n\sigma}. \qquad (6.19)$$

Так как остальные частицы в среднем тоже имеют поперечники σ, а площадь пропорциональна квадрату радиуса, то вместо σ в выведенные формулы надо

подставить величину, в четыре раза большую. Кроме того, учет движений всех частиц, если они одинаковы, дает увеличение в $\sqrt{2}$ раз.

Однако мы не будем вводить этих уточнений в полученные выше формулы, так как гораздо существеннее, что для микрочастиц (атомы, ионы, свободные электроны) представление о геометрических размерах вообще теряет смысл. Поэтому формулы (6.18), (6.19) имеют смысл только в том случае, если под величиной σ понимать лишь некоторый параметр, характеризующий вероятность того, что произойдет сближение рассматриваемых частиц, которое завершится данным явлением. Таким явлением может быть, например, упругое столкновение с простым перераспределением кинетической энергии или столкновение, при котором определенным образом произойдет изменение внутренней энергии молекулы или атома, и т. д. Как мы видим, этот параметр имеет размерность площади и потому называется *эффективным сечением*. Он показывает, что в данном процессе рассматриваемая частица ведет себя так же, как если бы она имела геометрический поперечник σ, а частицы, с которыми она взаимодействует, были бы неподвижными точками.

Так, например, для столкновений молекул в воздухе при обычных условиях эффективное сечение около 10^{-14} см^2. Свободные электроны в газе при высокой температуре, сталкиваясь с нейтральными атомами, могут отрывать от них электроны (ионизовать). Эффективное сечение этого процесса при температуре 10 000 К для водорода порядка 10^{-16} см^2. Встретив ионизованный атом, свободный электрон может быть захвачен им и вернуться на прежнее место (*рекомбинация*). Для этого процесса эффективное сечение при тех же значениях температуры порядка 10^{-21} см^2.

Чтобы пользоваться формулами (6.18) и (6.19), надо предварительно по формуле (6.14) вычислить наиболее вероятную скорость v^*, которую имеет рассматриваемая частица при данной температуре. Молекулы воздуха движутся в среднем со скоростью 400 м/с, а водородные атомы при температуре 10 000 К — со скоростью около 10 км/с. Средняя энергия частиц одинакова. Поэтому более легкие свободные электроны движутся в 37 раз быстрее атомов водорода.

При нормальных условиях в воздухе столкновения очень часты (около десяти миллиардов в секунду), а длина свободного пробега составляет сотые доли микрометра. Однако в некоторых космических условиях, например во внешних слоях атмосфер звезд, длина свободного пробега значительно больше и может достигать сантиметров, а в туманностях газ настолько разрежен, что столкновения частиц могут происходить один раз в десятки и сотни лет. За это время частицы успевают совершить огромные пробеги в десятки астрономических единиц.

§ 6.5. Ослабление света при прохождении сквозь вещество

Поглощающие свойства среды принято характеризовать *оптической толщиной* τ, под которой понимается натуральный логарифм отношения светового потока до прохождения через рассматриваемый слой к потоку после прохождения сквозь него:

$$\tau = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}. \tag{6.20}$$

(Десятичный логарифм того же отношения, т. е. $\lg(\Phi_0/\Phi)$, называют *оптической плотностью*.) Из этого определения следует, что после прохождение слоя с оптической толщиной τ световой поток, а также интенсивность I уменьшаются в e^{τ} раз, т. е.

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\tau} \tag{6.21}$$

и

$$I = I_0 e^{-\tau}, \tag{6.22}$$

где $e = 2{,}718\ldots$ — основание натуральных логарифмов. В частности, если измерять ослабление света в звездных величинах, то, сравнивая выражения (6.8) и (6.20), получаем, что ослабление света, выраженное в звездных величинах, составляет

$$\Delta m = 1{,}08\tau. \tag{6.23}$$

Оптическая толщина нескольких параллельных слоев равна сумме их оптических толщин. Действительно, если имеется, например, два параллельных слоя с оптическими толщинами τ_1 и τ_2, причем первый из потока Φ_0 пропускает Φ_1, а второй из Φ_1 — его часть Φ_2, то, согласно определению,

$$\tau_1 = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi_1} \quad \text{и} \quad \tau_2 = \ln \frac{\Phi_1}{\Phi_2}.$$

В результате последовательного прохождения сквозь оба слоя поток Φ_0 уменьшается до величины Φ_2, так что общая оптическая толщина обоих слоев равна

$$\tau = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi_2} = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi_1} + \ln \frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \tau_1 + \tau_2. \tag{6.24}$$

То же самое легко доказать и для нескольких слоев. Как частный случай отсюда следует, что для однородной среды, которую, очевидно, можно разбить на множество одинаковых слоев, оптическая толщина пропорциональна геометрической толщине.

Как видно из формулы (6.22), при прохождении сквозь слой с оптической толщиной $\tau = 1$ свет ослабляется в $e = 2{,}718$ раз. При τ, заметно большем единицы, слой становится сильно непрозрачным (*оптически толстым*). Так, например, слой с $\tau = 3$ пропускает лишь 5 % падающего на него света.

Слой, оптическая толщина которого $\tau \ll 1$, называется *оптически тонким*. Разлагая в ряд правую часть формулы (6.22), получаем для малых τ, пренебрегая остальными членами,

$$I = I_0(1 - \tau), \tag{6.25}$$

откуда следует, что оптическая толщина слоя равна относительному уменьшению интенсивности проходящего сквозь него излучения, т. е.

$$\tau = \frac{I_0 - I}{I_0} = \frac{\Delta I}{I_0}. \tag{6.26}$$

С другой стороны, для тонкого и прозрачного слоя доля поглощенной энергии $\Delta I/I_0$ пропорциональна массе q, приходящейся на 1 см^2 поверхности поглощающего слоя. Если оптической толщине τ соответствует геометрическая l, то

$$\tau = \frac{\Delta I}{I_0} = \varkappa q = \varkappa \rho l, \tag{6.27}$$

где $\varkappa$ — коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 г вещества, а ρ — плотность. Коэффициент поглощения можно рассматривать как оптическую толщину такого слоя вещества, на каждый квадратный сантиметр которого приходится масса в один грамм. Действительно,

$$\varkappa = \frac{\tau}{q}. \tag{6.28}$$

Заметим, что выражение

$$\tau = \varkappa \rho l \tag{6.29}$$

часто рассматривают как определение оптической толщины.

Из формулы (6.20) следует, что оптическая толщина является величиной безразмерной. Следовательно, коэффициент поглощения $\varkappa$ в формуле (6.29) имеет размерность см^2/г. Чтобы выяснить физический смысл этого результата, примем за единицу массы массу одной частицы (или отдельного атома) поглощающего вещества. Тогда масса q равна числу атомов в столбике вещества сечением в 1 см^2 и длиной l. Если обозначить через n см$^{-3}$ число частиц в 1 см^3 (*концентрацию*), то

$$q = nl \quad \text{и} \quad \tau = \varkappa_a nl, \tag{6.30}$$

где $\varkappa_a$ — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом.

Как видно из этой формулы, коэффициент поглощения, рассчитанный на одну частицу, имеет размерность площади. Если бы поглощающее действие атома можно было рассматривать как геометрическое экранирование проходящего излучения, то $\varkappa_a$ было бы площадью экранчика, действие которого эквивалентно поглощению излучения одной частицей. Возьмем теперь слой вещества такой толщины l, чтобы $\tau = 1$. Тогда площадь всех «экранчиков», проектирующихся, на каждый квадратный сантиметр поверхности этого слоя, будет равна 1 см^2. Предположим, что такое поглощение вызывается экранирующим действием частиц (например, пылинок) с площадью поперечного сечения 10^{-8} см^2. Тогда сразу получаем, что в столбце сечением в 1 см^2 на луче зрения находится 10^8 таких пылинок. Если известна к тому же геометрическая толщина поглощающего слоя, то можно найти концентрацию частиц n в 1 см^3.

Это представление аналогично понятию эффективного сечения, рассмотренному в § 6.4. Оно также может быть использовано для нахождения числа поглощающих атомов. Однако следует иметь в виду, что в этом случае аналогия с «экранчиками» лишена физического смысла, ибо поглощающие свойства атомов определяются их внутренней энергией. Для сравнения укажем, что коэффициент поглощения $\varkappa_a$ например атома водорода, находящегося в основном состоянии в условиях атмосферы звезды, составляет около 10^{-13} см^2, причем это поглощение происходит в узкой области спектра, называемой *спектральной линией*. В непрерывном спектре поглощение на четыре порядка меньше.

В сильно ионизованной плазме существенную роль играет поглощение, связанное с томсоновским рассеянием на свободных электронах, не зависящее от длины волны излучения и составляющее $6{,}65 \cdot 10^{-25}$ см^2 на один электрон. Рассеянное в направлении 90° к падающему, оно полностью поляризовано (см. § 6.6).

§ 6.6. Свойства излучения и основы спектрального анализа

Анализ излучения — наиболее важный астрофизический метод: с его помощью получена основная часть наших знаний о космических объектах.

Тепловое излучение. Всякое, даже слабо нагретое тело излучает электромагнитные волны (*тепловое излучение*). При низких температурах, не превышающих 1 000 К, существует главным образом инфракрасное излучение и радиоволны. По мере дальнейшего нагревания спектр теплового излучения меняется: во-первых, увеличивается общее количество излучаемой энергии, во-вторых, появляется излучение все более и более коротких длин волн — видимое (от красного до фиолетового), ультрафиолетовое, рентгеновское и т. д.

При каждом данном значении температуры нагретое тело излучает сильнее всего в некоторой области спектра, определяющей видимый цвет объекта. Так,

например, при температуре 2 000 К, как правило, наиболее интенсивно красное излучение, при 6 000 К — желто-зеленое, а при более высоких температурах (10 000–20 000 К) — голубое, синее и фиолетовое. Однако точное распределение энергии и конкретный вид спектра в общем случае зависит не только от температуры, но и от химического состава и физического состояния светящегося тела.

Излучение абсолютно черного тела. Особую роль играет один частный случай, для которого законы теплового излучения имеют наиболее простой вид. Если излучающее тело полностью изолировать от окружающей среды идеально теплонепроницаемыми стенками, то после того, как всюду в его пределах температура станет одинаковой, оно придет в состояние *теплового равновесия* (*термодинамического равновесия*). В этом случае его излучение определяется только температурой и называется *равновесным*. Фактически подобные условия нигде не осуществляются, так как нет идеальных теплоизоляторов. Однако часто встречаются условия, близкие к термодинамическому равновесию, например, когда излучающее тело (скажем, внутренние слои звезды) окружено сильно непрозрачным слоем газа — *атмосферой*. Тело, находящееся в условиях термодинамического равновесия, называется *абсолютно черным*: поскольку оно не может терять своей тепловой энергии, оно полностью поглощает всякое излучение.

Излучательная способность абсолютно черного тела может быть вычислена по *формуле Планка*

$$\varepsilon_\nu d\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}\,d\nu$$

или

$$\varepsilon_\lambda d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{hc/(\lambda kT)}-1}\,d\lambda. \tag{6.31}$$

Излучательная способность ε_λ определяется так, что произведение $\varepsilon_\lambda d\lambda = \varepsilon_\nu d\nu$ равно потоку, излучаемому 1 м^2 поверхности тела по всем направлениям в интервале спектра от λ до $\lambda+d\lambda$. Поэтому ее размерность составляет Дж/(м^2·с·м) = Дж/(м^3·с). Если выражение (6.31) разделить на π, то получится яркость излучающей поверхности[4]. Распределение энергии в спектре абсолютно черного тела, описываемое формулой Планка, графически изображено на рис. 6.8 (см. далее) для нескольких значений температуры. Из этого рисунка видно, что все планковские кривые имеют заметно выраженный максимум, приходящийся на длину волны

$$\lambda_{\max} = \frac{0{,}00290}{T}, \tag{6.32}$$

если ее выражать в метрах. Это *закон смещения* максимума излучения *Вина*: *с увеличением температуры максимум излучения абсолютно черного тела смещается в коротковолновую область спектра*.

По мере увеличения температуры меняется не только цвет излучения, но и его мощность. *Мощность излучения абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени температуры* (*закон Стефана—Больцмана*). Каждый квадратный метр поверхности абсолютно черного тела излучает за 1 с по всем направлениям во всех длинах волн энергию

$$\varepsilon = \sigma T^4, \tag{6.33}$$

где $\sigma = 5{,}670 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м^2 · К^4) — *постоянная Стефана—Больцмана*. Поскольку величина ε дает поток излучения, она имеет размерность Вт/(м^2 · с) и численно равна площади, ограниченной кривой Планка и осью абсцисс.

[4] При термодинамическом равновесии яркость во всех направлениях, очевидно, одинакова

По обе стороны от максимума излучательная способность, описываемая формулой Планка, убывает по-разному. В области коротких волн (фиолетовый конец спектра) знаменатель второго сомножителя в формуле Планка велик и единицей можно пренебречь. Тогда получаем *формулу Вина*

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-hc/(\lambda kT)}, \tag{6.34}$$

описывающую очень крутое падение излучательной способности у фиолетового конца спектра. На противоположном конце спектра (инфракрасные и радиоволны) падение излучательной способности с длиной волны происходит значительно медленнее, так как при больших λ

$$e^{hc/(\lambda kT)} \approx 1 + \frac{hc}{\lambda kT},$$

и формула Планка переходит в *формулу Рэлея—Джинса*

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT. \tag{6.35}$$

Таким образом, *в длинноволновой части спектра излучательная способность пропорциональна температуре*. Эта формула используется в радиоастрономии для характеристики космического радиоизлучения. Пропорциональность потока излучения температуре позволяет выражать интенсивность наблюдаемого радиоизлучения через температуру абсолютно черного тела, имеющего такую же лучеиспускательную способность.

Доля излучения, поглощаемая данным телом в некотором участке спектра, называется *поглощательной способностью* (или *коэффициентом поглощения*) и обозначается $\varkappa_\lambda$. По определению, поглощательная способность абсолютно черного тела $\varkappa_\lambda = 1$. Поэтому для абсолютно черного тела отношение излучательной и поглощательной способности равно функции Планка. Это хорошо известный *закон Кирхгофа*: *для излучения с данной длиной волны отношение излучательной и поглощательной способности абсолютно черного тела зависит только от температуры*.

Элементарные процессы излучения и поглощения. Разреженные газы (например, часто встречающиеся в Млечном Пути диффузные туманности) дают *линейчатые спектры*, в которых излучение сосредоточено в узких участках — *ярких* (*эмиссионных*) *спектральных линиях*, характеризующихся определенными значениями длин волн. *Расположение и число спектральных линий в различных участках спектра зависит от химического состава излучающего газа, а также от его температуры и плотности*.

Каждая спектральная линия излучается атомом какого-либо одного химического элемента, обладающего определенным запасом внутренней энергии. Такой атом называется *возбужденным*. Энергию своего возбуждения атомы черпают как за счет излучения, которое они способны поглощать, так и из кинетической энергии частиц, с которыми они постоянно сталкиваются. Атом каждого химического элемента имеет бесконечное множество строго определенных (*дискретных*) значений внутренней энергии, характерных только для данного рода атомов. Эти дискретные значения внутренней потенциальной энергии называются *энергетическими уровнями*. Как правило, атом находится в возбужденном состоянии в течение всего лишь сотых долей микросекунды, после чего он *спонтанно* (самопроизвольно) переходит в состояние с меньшей энергией, излучая всю или часть потенциальной энергии в виде кванта электромагнитного излучения. *Энергия этого кванта равна разности*

энергий исходного и конечного состояний. Из-за дискретности последних при переходах между определенными энергетическими уровнями всегда излучаются кванты в одних и тех же спектральных линиях.

Таким образом, *возникновение линейчатых спектров связано с постоянным изменением внутренней энергии атомов, то поглощающих, то вновь излучающих энергию*.

Изменение внутренней энергии атома связано с наличием у него одного или нескольких электронов. Поэтому условно иногда говорят, что при излучении или поглощении электрон в атоме «переходит» с одного энергетического уровня на другой. Хотя это выражение не вполне точно (можно говорить только об энергии всей системы атома и связанных с ним электронов), оно оправдывается тем, что при некотором критическом значении внутренней энергии электрон отрывается от атома и начинает двигаться как свободная частица. Этот процесс называется *ионизацией*, а критическое значение энергии — *энергией ионизации*. Как и возбуждение, ионизация может вызываться либо *столкновением* с какой-нибудь быстрой частицей, либо *поглощением* достаточно мощного светового кванта (например, ультрафиолетового излучения). Если энергия ионизующей частицы или кванта превышает энергию ионизации, то оторванный электрон получает вдобавок остаток этой энергии в виде кинетической энергии своего свободного движения. Это является причиной, например, того, что горячие звезды, излучающие много ультрафиолетовых квантов, нагревают вокруг себя газ: каждый мощный квант, поглощенный нейтральным атомом, не только ионизует его, но и придает электрону большую скорость; сталкиваясь с другими свободными частицами, оторванные электроны отдают им часть своей кинетической энергии, нагревая тем самым газ.

В частично ионизованном газе (*плазме*) присутствуют, помимо фотонов (т. е. излучения), частицы по крайней мере трех типов: нейтральные атомы, ионы и свободные электроны. Все многообразие элементарных атомных процессов, часто сопровождающихся поглощением и излучением квантов, сводится к взаимодействию между этими частицами, в котором излучение также принимает участие. Помимо ионизации, столкновения электронов с нейтральными атомами могут приводить либо к увеличению их внутренней энергии (*возбуждению*), либо к ее уменьшению, не сопровождаемому излучением (*дезактивации*)[5]. Излучение также может вызывать увеличение энергии атома (возбуждение светом — *фотовозбуждение*, или *фотоионизацию*) или ее уменьшение, как, например, *при вынужденном излучении*, когда атом избавляется от своей энергии под влиянием «пролетающего» мимо него светового кванта.

Встречаясь с ионом, электрон может вернуться в связанное с атомом состояние, выделяя при этом квант с энергией, равной сумме своей кинетической энергии и энергии ионизации. Такой процесс называется *рекомбинацией*. В результате рекомбинации возникает другой важный тип излучения, имеющий *непрерывный* (*сплошной*) *спектр*. В отличие от линейчатого, в нем интенсивность плавно меняется в пределах большой области.

Медленные электроны, относительная скорость которых близка к нулю, рекомбинируя, образуют кванты с энергиями, близкими к энергии ионизации. Все остальные электроны, имеющие большие скорости, дают более коротковолновое излучение. Поэтому непрерывное излучение, образующееся при рекомбинации свободных электронов на каждый данный энергетический уровень атома, имеет резкую границу с красного конца спектра. В коротковолновой области оно

[5] Энергия возбуждения в этом случае переходит в кинетическую энергию сталкивающихся частиц, т. е в теплоту.

постепенно ослабевает. Это связано с тем, что более мощные кванты возникают при рекомбинации более быстрых электронов, число которых при данной температуре газа, как мы видели, экспоненциально убывает.

Непрерывный спектр (*континуум*) в виде слабого фона наблюдается у наиболее плотных и ярких туманностей, в которых велика общая масса светящегося газа.

Излучение реальных тел. Закон Планка описывает лишь излучение абсолютно черного тела. Излучение реальных тел отличается от планковского, причем в некоторых случаях весьма существенно. Это отличие особенно сильно проявляется в излучении разреженных прозрачных газов уже упоминавшихся диффузных туманностей. Они имеют линейчатый эмиссионный спектр, состоящий из ярких линий излучения. Очевидно, что пока излучающий слой газа прозрачен, интенсивность излучения в линиях I пропорциональна количеству вещества на луче зрения ρl. Обозначая коэффициент излучения через ε, получим

$$I = \varepsilon \rho l. \tag{6.36}$$

Принимая во внимание определяющее выражение (6.29), получаем, что интенсивность излучения оптически тонкого слоя пропорциональна его оптической толщине:

$$I = \frac{\varepsilon}{\varkappa}\tau. \tag{6.37}$$

Если более близкие к наблюдателю слои газа заметно поглощают излучение удаленных областей, то эта пропорциональность нарушается, и тогда говорят, что возникает *самопоглощение*. Для случая, когда отношение $\varepsilon/\varkappa$ одинаково для всего излучавшего газа, оказывается, что интенсивность выходящего излучения, с учетом самопоглощения, составляет[6)]

$$I = \frac{\varepsilon}{\varkappa}(1 - \varepsilon^{-\tau}). \tag{6.38}$$

Заметим, что формула (6.37) является частным случаем формулы (6.38) при очень малых τ. При очень больших оптических глубинах выражение (6.38) стремится к предельному значению $\varepsilon/\varkappa$. Чем непрозрачнее газ, тем он ближе к состоянию термодинамического равновесия, при котором справедлив закон Кирхгофа, а отношение $\varepsilon/\varkappa$ равно функции Планка. Следовательно, чем непрозрачнее газ в данной области спектра, тем ближе его излучение в соответствующей длине волны к значению, определяемому функцией Планка при некотором значении температуры. Как близко это значение к действительной температуре вещества, будет рассмотрено в § 6.8.

Теперь рассмотрим, как должен меняться спектр туманности, если непрерывно увеличивать плотность ее вещества. У наиболее ярких из наблюдаемых туманностей линии излучения видны на фоне слабого непрерывного спектра, что говорит об усилившейся роли рекомбинаций. По мере дальнейшего роста оптической толщины интенсивность непрерывного спектра растет, в то время как яркость линий вследствие самопоглощения почти не меняется. Эмиссионные линии начинают все менее и менее резко выделяться на фоне непрерывного спектра. В конце концов они почти сливаются с континуумом и общий вид целой области спектра оказывается почти планковским. Вот почему излучение очень толстого слоя газов, а в еще большей степени жидких и твердых тел напоминает равновесное излучение абсолютно черного тела.

[6)] В качестве упражнения полезно вывести эту формулу, используя формулу (6.22). Для этого весь излучающий слой следует разбить на множество одинаковых оптически тонких слоев и просуммировать их излучение, учитывая ослабление излучения каждого из них, вызванное более наружными слоями.

Примером плотного и массивного газового образования служат звезды. Хотя их излучение напоминает планковское, в их спектрах наблюдается большое число темных линий (*спектр поглощения*), существование которых из формулы Планка не следует.

В спектральных линиях атомы поглощают излучение значительно сильнее, чем в непрерывном спектре. Поэтому в линиях поглощения видны самые внешние слои звезды. То, что эти линии выглядят темнее окружающего непрерывного спектра, говорит об уменьшении излучательной способности вещества наружных слоев.

В астрофизике приходится иметь дело со всеми тремя рассмотренными типами спектров — линейчатым, непрерывным и поглощения (*абсорбционным*). *Изучение непрерывных спектров позволяет получить представление о температуре, плотности и количестве излучающего газа.*

Отождествление спектральных линий со спектрами известных химических элементов позволяет установить их присутствие в космических объектах, а *детальное исследование отдельных спектральных линий дает сведения о температуре, давлении, числе излучающих или поглощающих атомов, внутренних движениях в газе, магнитом поле* и других физических свойствах.

Спектральные линии, наблюдаемые в астрофизических условиях. Расположение спектральных линий, характерных для атома данного химического элемента, определяется зарядом его ядра и числом внешних, валентных электронов. Поэтому спектры элементов, входящих в группы периодической системы Д. И. Менделеева, равно как и спектры ионов с одинаковым числом валентных электронов, сходны между собой. Так, например, сходными оказываются спектры водорода и ионизованного гелия, натрия и ионизованного кальция, нейтральных кальция и магния и т. д.

В спектрах большинства астрономических объектов, в частности, почти у всех звезд, наблюдаются интенсивные *линии водорода*, как правило в поглощении. Счет энергетических уровней атома обычно ведется от основного состояния, соответствующего минимальной энергии атома. В видимой области спектра расположены *линии серии Бальмера*, возникающие при переходах между вторым и всеми вышележащими энергетическими уровнями: красная линия, обозначаемая H_α ($\lambda = 6563$ Å), голубая H_β ($\lambda = 4861$ Å) и две фиолетовые H_γ ($\lambda = 4340$ Å) и H_δ ($\lambda = 4102$ Å). Остальные линии этой серии вместе с *бальмеровским континуумом*, начинающимся около $\lambda = 3646$ Å и возникающим при рекомбинации электронов на второй уровень, расположены в ультрафиолетовой части спектра. У всех элементов наиболее интенсивными, как правило, являются линии *главной серии*, возникающие в результате переходов на самый глубокий, основной уровень атома. Это связано с постоянным стремлением электрона в атоме к состоянию с наименьшей потенциальной энергией.

У водорода главная серия, называемая *серией Лаймана* ($L_\alpha, L_\beta, \ldots$), лежит в далеком ультрафиолете (длины волн 1 216, 1 026, 972 Å и т. д.). Первая линия главной серии называется *резонансной*. С длины волны 912 Å начинается *лаймановский континуум*. Переходы со всех вышележащих уровней на третий и четвертый дают соответственно *серии Пашена* и *Брэккета*, расположенные в инфракрасной части спектра.

Протон (ядро водородного атома), подобно кольцевому току, обладает магнитным моментом. Момент количества движения электрона (*спин*) может быть направлен либо параллельно, либо антипараллельно магнитному моменту ядра. Оба эти состояния обладают несколько различной энергией. Для основного состояния

водородного атома разность энергий составляет $6 \cdot 10^{-6}$ эВ. Вектор момента количества движения, подобно вектору угловой скорости, можно рассматривать как ось вращения электрона. Если эта ось направлена в ту же сторону, что и магнитный момент ядра, то водородный атом, находящийся в основном состоянии, оказывается возбужденным. Однако это особый возбужденный уровень, называемый *метастабильным*: в отличие от обычного возбужденного состояния, в котором атом может находиться сотые доли микросекунды, в данном случае он может оставаться возбужденным в течение необычайно долгого времени порядка 11 миллионов лет. Если в течение этого времени спин электрона спонтанно изменит свое направление на противоположное (электрон как бы «перевернется»), атом перейдет в состояние с меньшей энергией и излучит квант с энергией $6 \cdot 10^{-6}$ эВ, соответствующий радиоизлучению с *длиной волны* 21 см. Это еще одна *важная спектральная линия водорода, существование которой позволяет изучать вещество в самых холодных областях космического пространства.*

Спектральные линии, которые возникают в результате очень редких переходов атома из одного состояния в другое, называются *запрещенными*: во время этих переходов «нарушаются» устанавливаемые в квантовой механике правила, регулирующие переходы между энергетическими уровнями. Линия 21 см — пример сильно запрещенной линии. Другие случаи мы рассмотрим ниже.

В спектрах некоторых тел, особенно горячих звезд, наблюдаются *линии гелия*. Спектр ионизованного гелия очень похож на водородный и наблюдается у самых горячих звезд. Линии нейтрального гелия встречаются чаще. Еще до того, как гелий был обнаружен на Земле, наиболее интенсивная из его спектральных линий в видимой части спектра (желтая линия с $\lambda = 5876$ Å) была замечена в спектре Солнца, что и послужило поводом к названию этого элемента (гелиос, по-гречески, Солнце).

Рядом с этой линией гелия, обозначаемой D_3, находятся две интенсивные линии D_1 и D_2 с длинами волн 5 896 и 5 890 Å, часто наблюдаемые в спектрах звезд и межзвездной среды. Это резонансные линии натрия. Еще более интенсивными часто бывают резонансные линии ионизованного кальция, расположенные у фиолетовой границы видимого спектра. Они обозначаются H ($\lambda = 3\,968$ Å) и K ($\lambda = 3\,934$ Å). В спектрах небесных тел встречается также множество линий других атомов и некоторых простейших молекулярных соединений.

Характерной особенностью спектров некоторых астрономических объектов являются наблюдаемые в них *запрещенные линии*. С одной из таких линий, излучаемой межзвездным водородом ($\lambda = 21$ см), мы только что познакомились. Другие линии, часто наиболее яркие, лежат в видимой области спектра (например, *эмиссионные линии* в солнечной короне, *небулярные линии* в спектрах туманностей, *авроральные линии*, возбуждаемые в верхних слоях земной атмосферы).

Тщетность попыток воспроизвести эти линии в земных лабораториях заставляла вначале предполагать существование неизвестных гипотетических элементов — «короний», «небулий» и т. д. Подобное предположение оказалось справедливым только в отношении гелия. Во всех остальных случаях неизвестные линии удалось отождествить со спектрами хорошо известных химических элементов, находящихся, однако, в особых условиях возбуждения. Так, например, оказалось, что корональные линии излучаются многократно ионизованными атомами железа, никеля, аргона, кальция и других элементов, у которых «оторвано» по 10–15 электронов. Небулярные и авроральные линии оказались принадлежащими дважды ионизованному и нейтральному кислороду. Появление запрещенных линий свидетельствует об очень большой разреженности газа. Как и в случае радиолинии 21 см, чтобы

излучить запрещенную линию, атом должен находиться сравнительно долго в возбужденном состоянии. Хотя для оптических запрещенных линий это время не так велико, как для линии 21 см, все же оно достигает десятых долей или даже целых секунд, т. е. в сотни миллионов раз больше, чем для обычных спектральных линий. Чтобы произошло спонтанное излучение, атом за это время не должен сталкиваться с другими частицами, чтобы не «потерять» энергию своего возбуждения. Следовательно, в разреженном газе, излучающем запрещенные линии, промежуток времени между последовательными столкновениями частиц должен быть порядка секунды. Полагая в формуле (6.18 а) $\sigma = 10^{-16}$ см^2 и $v^* = 10^8$ см/с, что соответствует условиям в солнечной короне, получаем, что концентрация должна быть не больше 10^8 частиц/см^3. В газовых туманностях концентрация частиц во много раз меньше.

Поляризация излучения. Электромагнитные волны — поперечные колебания векторов электрического и магнитного полей. Каждая отдельная волна характеризуется определенной плоскостью, в которой постоянно лежит вектор колеблющегося электрического поля. Она называется *плоскостью поляризации*. Если плоскости поляризации всех волн параллельны, то излучение называют *поляризованным*. Если с одинаковой вероятностью можно встретить любую ориентацию плоскости колебания электрического поля, то такое излучение, или свет, называют *естественным* (рис. 6.5). В общем случае свет может быть *частично поляризован*, т. е. состоять из смеси естественного излучения с интенсивностью I_0 и поляризованного в определенной плоскости с интенсивностью I_p. Отношение

$$P = \frac{I_p}{I_0 + I_p}$$

называют *степенью поляризации* и выражают ее обычно в процентах.

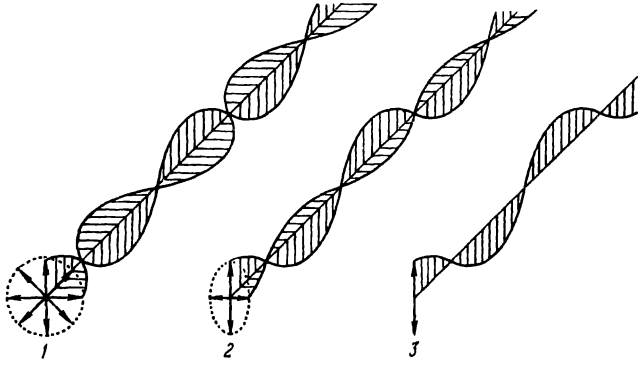


Рис. 6.5. Неполяризованный, или естественный (1), частично поляризованный (2) и полностью поляризованный (3) свет. Длины стрелок пропорциональны интенсивности световых волн

Некоторые кристаллы (например, кварц, полевой шпат), а также пленки, на которые нанесены эмульсии определенных кристаллических веществ, обладают способностью пропускать проходящий через них свет, поляризованный только в некотором направлении. Такие кристаллы называют *поляризаторами*, а пленки — *поляроидами*. Из них делают приборы, предназначенные для исследования поляризации излучения и определения ее степени (*анализаторы*). Поворачивая плоскость поляризации анализатора, можно измерить относительную интенсивность излучения, поляризованного в различных направлениях. Если по всем направлениям

она оказывается одинаковой, то свет не поляризован. Если вдоль некоторого направления наблюдается максимум интенсивности, то в перпендикулярном к нему направлении обязательно имеет место минимум интенсивности. Легко сообразить, что разность интенсивностей вдоль направлений максимума и минимума поляризации, отнесенная к их сумме, дает степень поляризации

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \tag{6.39}$$

В простейшем случае поляризация возникает при отражении от некоторых поверхностей, особенно при определенных значениях углов падения и отражения. Так, например, свет, отраженный под углом 58° пластинкой из обычного стекла, почти полностью поляризован, причем колебания электрического вектора параллельны плоскости стекла. Это свойство отраженного света используется для изучения природы отражающих поверхностей, например планет.

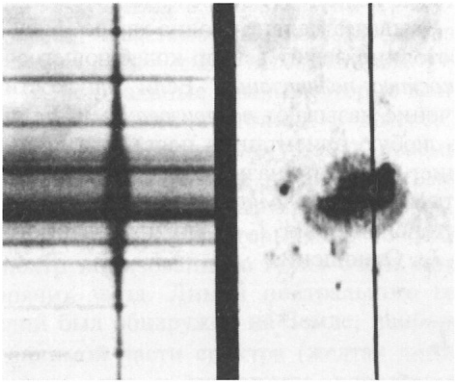


Рис. 6.6. Эффект Зеемана в солнечном пятне. Положение щели спектрографа показано черной линией на правом снимке; солнечная линия поглощения, расширенная в центральной части магнитным полем пятна — на левом

При рассеянии света на большом числе отдельных частиц также может возникнуть поляризация. Особенно важен случай рассеяния на свободных электронах. В направлении, составляющем с первоначальным углом ровно 90°, рассеяние на свободных электронах полностью (на 100 %) поляризовано. Кроме того, поляризация возникает при рассеянии на мелких пылинках, а также при рассеянии отдельными молекулами. Так, солнечный свет, рассеянный молекулами воздуха, что придает голубой цвет небу, оказывается частично поляризованным.

Спектральные линии в магнитном поле. Спектральные линии, излучаемые атомом, находящимся в магнитном поле, расщепляются на несколько тесно расположенных компонентов. В простейшем случае спектральная линия разделяется на две, если наблюдать вдоль силовых линий магнитного поля, и на три, если смотреть поперек них. Излучение в каждой из этих линий особым образом поляризовано. Это явление называется *эффектом Зеемана*.

Расстояние между компонентами расщепленных спектральных линий пропорционально напряженности магнитного поля. Это дает возможность на основании спектроскопических наблюдений измерять космические магнитные поля. На рис. 6.6 приведен спектр солнечного пятна, показывающий присутствие сильного магнитного поля напряженностью несколько тысяч эрстед.

§ 6.7. Доплеровское смещение спектральных линий

Если расстояние между излучающим телом и наблюдателем меняется, то скорость их относительного движения имеет составляющую вдоль луча зрения, называемую *лучевой скоростью*. По линейчатым спектрам лучевые скорости v_r могут быть измерены на основании *эффекта Доплера*, заключающегося в смещении спектральных линий на величину, пропорциональную лучевой скорости, вне

зависимости от удаленности источника излучения. При этом, если расстояние увеличивается (лучевая скорость положительна), то смещение линий происходит в красную сторону, а в противном случае — в синюю.

Объяснить это явление можно на основании следующих элементарных рассуждений. Вообразим наблюдателя, воспринимающего от объекта луч света. Предположим, что этот луч представляет собой отдельное непрерывное электромагнитное колебание (*цуг волн*). Пусть за 1 с источник излучает ν волн длиной λ каждая. Так как ν — частота, то $\nu = c/\lambda$. Неподвижный относительно источника наблюдатель за ту же одну секунду воспримет столько же (т. е. ν) волн. Теперь пусть источник или наблюдатель движется с относительной скоростью v_r. Тогда по отношению к неподвижному цугу волн наблюдатель за 1 с пройдет расстояние v_r, на котором укладывается v_r/λ волн. Таким образом, в случае движения вдоль луча зрения наблюдатель воспримет не ν волн, а на v_r/λ меньше, если расстояние увеличивается, и на v_r/λ больше, если оно уменьшается. Следовательно, изменится частота наблюдаемого излучения. Обозначая это изменение частоты через $\Delta\nu$ и принимая, что положительным значениям v_r соответствует увеличение расстояния, получим

$$\Delta\nu = \nu_{\text{набл}} - \nu_{\text{изл}} = -\nu\frac{v_r}{c}.$$

Учитывая зависимость между ν и λ, мы видим, что при движении вдоль луча зрения изменяется не только частота воспринимаемого излучения, но и длина его волны соответственно на величину (для малых $\Delta\nu$)

$$\Delta\lambda = \lambda_{\text{набл}} - \lambda_{\text{изл}} = \frac{c}{\nu_{\text{набл}}} - \frac{c}{\nu_{\text{изл}}} = -\frac{c\Delta\nu}{\nu_{\text{набл}}\,\nu_{\text{изл}}} \approx -\lambda\frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

Объединяя это выражение с предыдущим, найдем окончательную формулу для величины доплеровского смещения спектральных линий:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v_r}{c}. \tag{6.40}$$

Более строгий вывод формулы для доплеровского смещения требует применения теории относительности. При этом получается выражение, которое при $v_r \ll c$ очень мало отличается от формулы (6.40). Кроме того, оказывается, что смещение спектральных линий вызывается не только движениями вдоль луча зрения, но и перпендикулярными к нему перемещениями (так *называемый поперечный эффект Доплера*). Однако он, как и релятивистская поправка к формуле (6.40), пропорционален $(v/c)^2$ и должен приниматься во внимание только при скоростях, близких к скорости света.

Эффект Доплера играет исключительно важную роль в астрофизике, так как позволяет на основании измерения положения спектральных линий судить о движениях небесных тел. Приведем несколько примеров.

Вследствие обращения Земли вокруг Солнца ее скорость, по абсолютной величине близкая к $v = 30$ км/с $= 3 \cdot 10^6$ см/с, все время меняет свое направление в пространстве. Поэтому линии в спектрах звезд, к которым в данный момент направлено движение Земли, слегка смещены в фиолетовую сторону на величину $\Delta\lambda$, причем

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} = 10^{-4}.$$

Для зеленой линии с $\lambda = 5\,000$ Å $= 5 \cdot 10^{-5}$ см смещение составляет 0,5 Å, что легко может быть измерено. Вектор скорости годичного движения Земли лежит

в плоскости эклиптики и перпендикулярен к направлению на Солнце. Поэтому наибольшее смещение спектральных линий бывает в спектрах звезд, расположенных вблизи эклиптики на расстоянии 90° от Солнца. Поскольку обращение Земли происходит против часовой стрелки, если смотреть с северного полюса эклиптики, то в точке, расположенной на 90° к востоку, линии смещены к красному концу, а в противоположной точке — к фиолетовому.

У звезд, находящихся во всех остальных точках небесной сферы, смещение линий в спектрах звезд, вызванное годичным движением Земли, меньше. Оно в точности равно нулю для звезд, находящихся в полюсе эклиптики и в направлениях к Солнцу и от него. Смещение спектральных линий, вызванное суточным вращением Земли, линейная скорость которого на экваторе не превышает 0,5 км/с, значительно меньше (самое большее тысячные доли ангстрема).

Для измерения смещения спектральных линий рядом со спектром исследуемого объекта, например звезды, на ту же фотопластинку фотографируют спектр лабораторного источника, в котором имеются известные спектральные линии. Затем при помощи микроскопов, снабженных точными микрометрами, измеряют смещение линий объекта по отношению к лабораторной системе длин волн и тем самым находят величину $\Delta\lambda$, а по формуле (6.40) вычисляют лучевую скорость v_r. Если из этой скорости вычесть проекцию на луч зрения скорости годичного движения Земли, то получим лучевую скорость звезды относительно Солнечной системы.

Эффект Доплера позволяет судить не только о движении излучающего тела, но и о его вращении. Так, например, вследствие вращения Солнца восточный его край приближается к нам, а западный — удаляется. Наибольшая линейная скорость (на солнечном экваторе) достигает почти 2 км/с, что при $\lambda = 5\,000$ Å соответствует доплеровскому смещению $\Delta\lambda = 0{,}035$ Å. По мере приближения к центру и полюсам солнечного диска лучевая скорость, а вместе с нею и доплеровское смещение, уменьшаются до нуля. У звезд не удается наблюдать излучения отдельных частей их «поверхности». Наблюдаемый спектр звезды получается в результате наложения друг на друга спектров всех точек ее диска, каждая из которых у вращающейся звезды дает различное смещение линий в спектре. В результате наблюдается расширение спектральных линий, на основании которого можно судить о линейной скорости вращения. У некоторых звезд линейные скорости вращения достигают огромных значений в сотни километров в секунду.

Даже в тех случаях, когда излучающий газ в целом не имеет относительного движения вдоль луча зрения, спектральные линии, излучаемые отдельными атомами, все равно имеют доплеровские смещения из-за беспорядочных тепловых движений. Поскольку в каждый момент множество атомов приближается к нам со всевозможными скоростями и примерно столько же их удаляется с такими же скоростями, происходит симметричное расширение спектральной линии, изображенное на рис. 6.7. График, показывающий распределение энергии, излучаемой в узкой области спектра в пределах спектральной линии, называется ее *профилем. Если расширение линии вызвано только тепловыми движениями излучающих атомов, то по ширине профиля можно судить о температуре светящегося газа*. Действительно, как указывалось в § 6.4, число частиц, обладающих различными скоростями вдоль луча зрения v_r, убывает с ростом $|v_r|$ по закону $\exp[-(v_r/v^*)^2]$. Вместе с тем, чем больше $|v_r|$, тем дальше в крыле линии излучает данный атом. При $v_r > 0$ излучение происходит в красном крыле, а при $v_r < 0$ — в синем. Если газ прозрачен к излучению в рассматриваемой линии (т. е. самопоглощение отсутствует) и, следовательно, интенсивность в каждой точке профиля пропорциональна числу атомов, обладающих соответствующим значением v_r, то профиль спектральной ли-

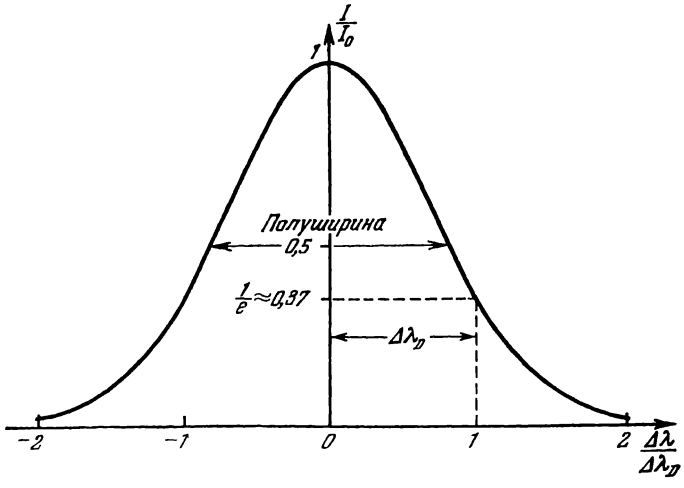


Рис. 6.7. Доплеровский профиль спектральной линии

нии повторяет закон распределения атомов по лучевым скоростям (6.15), и кривая, изображенная на рис. 6.7, представляется формулой

$$I = I_0 \exp\left[-\left(\frac{v_r}{v^*}\right)^2\right]. \tag{6.41}$$

Из формулы (6.15) видно, что число частиц со скоростью $v_r = v^*$ в e раз меньше, чем частиц со скоростью $v_r = 0$. Эти атомы создают излучение в точке профиля линии, интенсивность I которой в e раз меньше центральной I_0. Половина расстояния между точками профиля линии, в которых интенсивность составляет $1/e$ (37 %) от центральной, называется *доплеровской шириной* спектральной линии $\Delta\lambda_D$. Расстояние же между двумя симметричными точками профиля, в которых интенсивность равна половине центральной, называется *полушириной* (или *полной полушириной*).

Поскольку атомы, излучающие спектральную линию, смещенную на величину $\Delta\lambda_D$, должны двигаться с наиболее вероятной скоростью v^*, имеем

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{v^*}{c}.$$

Если эта скорость обусловлена только тепловыми движениями, то, учитывая формулу (6.14), получим

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}} = \frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2\mathrm{R_g}T}{\mu}}, \tag{6.42}$$

откуда

$$T = \frac{mc^2}{2k}\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)^2. \tag{6.43}$$

Если помимо тепловых движений в газе наблюдаются течения или какие-нибудь другие крупномасштабные движения (например турбулентность), то спектральная линия расширяется еще сильнее, а иногда разбивается на несколько линий, соответствующих различным потокам. Таким образом, изучая профили спектральных линий, можно судить как о температуре, так и о движениях, происходящих в излучающем газе.

Сказанное выше в равной степени относится и к линиям поглощения, типичным для спектров звезд, поскольку распределение по скоростям поглощающих атомов должно быть таким же, как излучающих. Различие, однако, в том, что вместо энергии, излученной в линии, рассматривается энергия, поглощенная в ней, называемая *глубиной линии*.

§ 6.8. Методы определения температуры

Прежде всего важно вспомнить (§ 6.4), что температура характеризует среднюю кинетическую энергию одной частицы вещества. Часто температурой называют результат ее измерения тем или иным методом. Поэтому, если хотят подчеркнуть, что термин «температура» упоминается именно в указанном выше смысле, то говорят *«кинетическая температура»*.

Температура — очень важная характеристика состояния вещества, от которой зависят основные его физические свойства. Ее определение — одна из труднейших астрофизических задач. Это связано как со сложностью существующих методов определения температуры, так и с принципиальной неточностью некоторых из них. За редким исключением, астрономы лишены возможности измерять температуру с помощью какого-либо прибора, установленного на самом исследуемом теле. Однако, если бы это удалось сделать, во многих случаях теплоизмерительные приборы оказались бы бесполезными, так как их показания сильно отличались бы от действительного значения температуры. Термометр дает правильные показания только в том случае, когда он находится в тепловом равновесии с телом, температура которого измеряется. Поэтому для тел, не находящихся в тепловом равновесии, принципиально невозможно пользоваться термометром, и для определения их температуры необходимо применять специальные методы. Рассмотрим основные методы определения температур и укажем важнейшие случаи их применения.

Определение температуры по ширине спектральных линий. Этот метод основан на использовании формулы (6.43), когда из наблюдений известна доплеровская ширина спектральных линий излучения или поглощения. Если слой газа оптически тонкий (самопоглощения нет), а его атомы обладают только тепловыми движениями, то таким путем непосредственно получается значение кинетической температуры. Однако очень часто эти условия не выполняются, о чем прежде всего говорит отклонение наблюдаемых профилей от кривой Гаусса, изображенной на рис. 6.7. Очевидно, что в этих случаях задача определения температуры на основании профилей спектральных линий сильно усложняется.

Определение температуры на основании исследования элементарных атомных процессов, приводящих к возникновению наблюдаемого излучения. Этот метод определения температуры основан на теоретических расчетах спектра и сравнения их результатов с наблюдениями. Проиллюстрируем этот метод на примере уже упоминавшейся солнечной короны. В ее спектре наблюдаются линии излучения, принадлежащие многократно ионизованным элементам, атомы которых лишены более чем десятка внешних электронов, для чего требуются

энергии по крайней мере в несколько сотен электрон-вольт. Мощность солнечного излучения слишком мала, чтобы вызвать столь сильную ионизацию газа. Ее можно объяснить только столкновениями с энергичными быстрыми частицами, главным образом свободными электронами. Следовательно, тепловая энергия значительной доли частиц в солнечной короне должна равняться нескольким сотням электрон-вольт. Обозначая через ε энергию, выраженную в электрон-вольтах, и учитывая (6.13), получаем

$$T = 11\,600\,\varepsilon;$$

таким образом, энергию в 100 эВ большинство частиц газа имеет при температуре более миллиона кельвинов.

Определение температуры на основании применения законов излучения абсолютно черного тела. На применении законов излучения абсолютно черного тела (строго говоря, справедливых только для термодинамического равновесия) к наблюдаемому излучению основан ряд наиболее распространенных методов определения температуры. Однако по причинам, упомянутым в начале этого параграфа, все эти методы принципиально неточны и приводят к результатам, содержащим большие или меньшие погрешности. Поэтому их применяют либо для приближенных оценок температуры, либо в тех случаях, когда удается доказать, что эти погрешности пренебрежимо малы. Начнем именно с этих случаев.

Оптически толстый, непрозрачный слой газа в соответствии с законом Кирхгофа дает сильное излучение в непрерывном спектре. Типичным примером могут служить наиболее глубокие слои атмосферы звезды. Чем глубже находятся эти слои, тем лучше они изолированы от окружающего пространства и тем ближе, следовательно, их излучение к равновесному. Поэтому для внутренних слоев звезды, излучение которых до нас совсем не доходит, законы теплового излучения выполняются с высокой степенью точности.

Совсем иначе обстоит дело с внешними слоями звезды. Они занимают промежуточное положение между полностью изолированными внутренними слоями и совсем прозрачными самыми внешними (имеется в виду видимое излучение). Фактически мы видим те слои, оптическая глубина которых τ не слишком сильно отличается от единицы. Действительно, более глубокие слои хуже видны вследствие быстрого роста непрозрачности с глубиной, а самые внешние слои, для которых τ мало, слабо излучают (напомним, что излучение оптически тонкого слоя пропорционально его оптической толщине). Следовательно, излучение, выходящее за пределы данного тела, возникает в основном в слоях, для которых $\tau \approx 1$. Иными словами, те слои, что мы видим, расположены на глубине, начиная с которой газ становится непрозрачным. Для них законы теплового излучения выполняются лишь приблизительно. Так, например, для звезд, как правило, удается подобрать такую планковскую кривую, которая, хотя и очень грубо, все же напоминает распределение энергии в ее спектре. Это позволяет

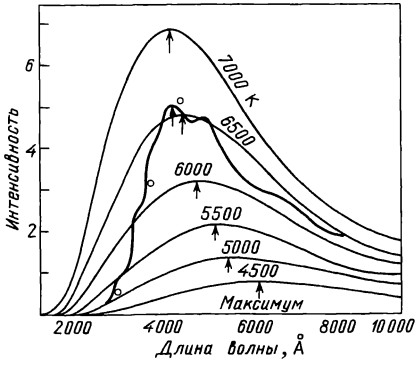


Рис. 6.8. Распределение энергии в спектре центра солнечного диска (жирная линия) и планковские кривые. Интенсивность выраженная в величинах 10^{11} Вт/(с · м^2 · см · ср)

с большими оговорками применять законы Планка, Стефана—Больцмана и Вина к излучению звезд.

Рассмотрим применение этих законов к излучению Солнца. На рис. 6.8 изображено наблюдаемое распределение энергии в спектре солнечного диска вместе с несколькими планковскими кривыми для различных температур. Из этого рисунка видно, что ни одна из них в точности не совпадает с кривой для Солнца. У последней максимум излучения выражен не так резко. Если принять, что он имеет место в длине волны $\lambda_{max} = 4\,300$ Å, то температура, определенная по закону смещения Вина, окажется равной $T(\lambda_{max}) = 6\,750$ K.

Полная энергия, излучаемая 1 см^2 «поверхности» Солнца (см. § 8.3), равна

$$\varepsilon_\odot = 6{,}32 \cdot 10^{10} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с)} = 6{,}32 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2.$$

Подставляя это значение в формулу (6.33) закона Стефана—Больцмана, получаем *эффективную температуру*

$$T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_\odot}{\sigma}} = 5\,779 \text{ K}.$$

Итак, эффективной температурой тела называется температура такого абсолютного черного тела, каждый квадратный сантиметр которого во всем спектре излучает такой же поток энергии, как и 1 см^2 данного тела.

Аналогичным образом вводятся понятия *яркостной* и *цветовой температуры*.

Яркостной температурой называется температура такого абсолютно черного тела, каждый квадратный сантиметр которого в некоторой длине волны излучает такой же поток энергии, как и данное тело в той же длине волны.

Чтобы определить яркостную температуру, надо применить формулу Планка к наблюдаемой монохроматической яркости излучающей поверхности. Очевидно, что в различных участках спектра реальное тело может иметь различную яркостную температуру. Так, например, из рис. 6.8 видно, что кривая для Солнца пересекает различные планковские кривые, соответствующие температуры которых показывают изменение яркостной температуры Солнца в различных участках видимого спектра.

Определение яркостной температуры требует очень сложных измерений интенсивности излучения в абсолютных единицах. Гораздо проще определить изменение интенсивности излучения в некоторой области спектра (относительное распределение энергии), что позволяет ввести *цветовую температуру*.

Температура абсолютно черного тела, у которого относительное распределение энергии в некотором участке спектра такое же, как у данного тела, называется цветовой температурой тела.

Возвращаясь снова к распределению энергии в спектре Солнца, мы видим, что в области длин волн 5 000–6 000 Å наклон кривой для Солнца на рис. 6.8 такой же, как и у планковской кривой для температуры 7 000 K в той же области спектра.

Итак, различные методы определения температуры, примененные к одному и тому же объекту — Солнцу, приводят к различным результатам. Однако это вовсе не означает, что температуру Солнца вообще невозможно определить. Как мы увидим в гл. 8, расхождения между результатами применения различных методов объясняются изменением температуры солнечного вещества с глубиной,

а также тем, что наружные слои газов излучают не как абсолютно черное тело, т. е. формулы (6.31)–(6.33) применимы лишь в первом приближении.

Введенные выше понятия эффективной, яркостной и цветовой температуры являются, таким образом, лишь параметрами, характеризующими свойства наблюдаемого излучения. Чтобы выяснить, с какой точностью и на какой глубине они дают представление о действительной температуре тела, необходимы дополнительные исследования.

§ 6.9. Определение химического состава и плотности небесных тел

Как правило, наличие в спектре линий некоторого химического элемента говорит о том, что он имеется в исследуемом теле. (Бывают исключения, например так называемые межзвездные линии поглощения, наблюдаемые в спектрах звезд, но возникающие в пространстве между ними.) До тех пор пока слой излучающего газа можно считать оптически тонким, так что в нем почти совсем не поглощается собственное его излучение, яркость спектральной линии пропорциональна числу излучающих возбужденных атомов, находящихся на луче зрения. Излучательную способность атома, равно как и коэффициент его поглощения в данной спектральной линии, можно найти экспериментально или теоретически: она обратно пропорциональна времени, в течение которого атом может находиться в возбужденном состоянии.

Измеряя энергию, излучаемую или поглощаемую в данной спектральной линии, вычисляют количество атомов и тем самым массу той части вещества, которая создает излучение или вызывает поглощение. Если эта масса составляет главную долю всей массы наблюдаемого объекта с известными размерами, то легко найти его плотность. Таким путем можно определить концентрацию излучающего вещества в прозрачных газовых туманностях. У непрозрачных (оптически толстых) объектов (например звезд) мы не видим всех излучающих слоев. Поэтому их плотности не могут быть определены таким путем. Однако плотность вещества, точнее — давление в нем, сказывается на профиле отдельной спектральной линии, особенно вдали от ее центра (в так называемых крыльях). Это может быть использовано для определения плотности. Грубо говоря, указанное влияние сводится к тому, что спектральные линии, возникающие в разреженном газе, значительно уже, чем в плотной среде при той же температуре.

Как правило, в данной спектральной линии наблюдается свечение (или поглощение) лишь части атомов, принадлежащих данному телу. Доля атомов, «наблюдаемых» в какой-либо линии, определяется тем, что, во-первых, не все атомы данного химического элемента находятся в соответствующем состоянии возбуждения, необходимом для излучения или поглощения этой линии, а во-вторых, тем, что в исследуемом теле могут быть и другие химические элементы.

Поэтому для определения плотности вещества необходимо предварительно изучить его химический состав.

В спектрах подавляющего большинства космических объектов наблюдаются линии водорода. Это дает основание предполагать, что водород — наиболее распространенный химический элемент в природе, факт, подтверждаемый количественным анализом химического состава различных небесных тел.

Второе место по распространенности в природе после водорода занимает гелий, хотя принадлежащие ему спектральные линии наблюдаются значительно

Таблица 6.3. Средняя распространенность химических элементов в космических условиях

Элемент	Относительное число атомов	Элемент	Относительное число атомов
Водород	1 000 000	Сера	20
Гелий	100 000	Магний	20
Кислород	1 000	Железо	6
Углерод	400	Натрий	2
Неон	200	Алюминий	2
Азот	100	Аргон	2
Кремний	60	Кальций	1

реже. Это хороший пример того, как отсутствие в спектре линий некоторого элемента вовсе не означает, что его нет в исследуемом теле. Так, например, линии гелия почти не наблюдаются среди линий поглощения в солнечном спектре. Однако в спектрах более верхних его слоев, в частности, облаков горячих газов — протуберанцев, видны яркие эмиссионные линии гелия, что доказывает наличие его на Солнце. В спектре солнечной короны совсем не видны линии водорода, хотя заведомо известно, что вещество короны имеет такой же состав, что и Солнце, и, следовательно, должно содержать водород. В обоих этих примерах соответствующие атомы просто находятся в таких состояниях, что не излучают (и не поглощают) легко наблюдаемых спектральных линий. Водород в короне ионизован настолько сильно, что практически нет нейтральных атомов, излучение которых можно было бы заметить. Наоборот, в слоях, где образуются линии поглощения, в частности водорода, возбуждение гелиевых атомов оказывается слишком слабым, что также приводит практически к отсутствию его линий в спектре.

Следовательно, для правильного определения химического состава необходимо учитывать, что некоторые атомы могут находиться в ненаблюдаемых или трудно наблюдаемых состояниях, как, например, в случае, когда все возбуждаемые спектральные линии находятся в далеком ультрафиолете. Неоценимую услугу при этом оказывает всеволновой характер современной астрономии.

Наиболее интенсивные линии вовсе не обязательно принадлежат самому распространенному химическому элементу. Как мы видели на примере запрещенных линий, в некоторых особых условиях весьма интенсивными становятся линии, которые в «обычных» условиях либо совсем не наблюдаются, либо очень слабы.

Отсюда видно, что определение химического состава небесных тел на основе изучения их спектров очень сложная задача, требующая для своего решения знания физических условий в исследуемом теле (особенно температуры) и применения методов теоретической астрофизики.

Результаты показывают, что некоторые тела (например, звезды определенных типов) обладают теми или иными особенностями химического состава. Однако большинство остальных объектов состоит примерно из одних и тех же относительных количеств известных химических элементов. Поэтому можно говорить о *среднем космическом содержании элементов*, о котором обычно судят по относительному числу атомов, находящихся в каком-либо объеме. В табл. 6.3 приведены относительные числа атомов наиболее распространенных химических элементов, полученные на основании изучения спектров звезд и дающие представление о распространенности химических элементов в космосе. Все числа атомов приведены по отношению к числу атомов водорода, содержание которых условно принято равным 10^6.

Из табл. 6.3 видно, что атомов гелия в космосе раз в десять меньше, чем водорода. Более точно о содержании этого элемента судить трудно, так как его линии сравнительно редко наблюдаются. Число атомов всех остальных элементов составляет лишь около 0,14 % числа атомов водорода, а всех металлов меньше примерно в 10 000 раз.



Вопросы и упражнения к Главе 6

1. Какие разделы современной астрофизики, не упомянутые в параграфе 6.1, вы могли бы назвать?
2. Пользуясь рис. 6.1, оцените, на каких высотах происходит основное поглощение солнечного излучения молекулами кислорода, азота и озона в земной атмосфере.
3. Оцените, сколько октав приходится на каждый вид электромагнитного излучения, изучаемого в астрофизике.
4. Как связана светимость изотропно излучающей плоской поверхности с ее яркостью?
5. Чему равна освещенность, создаваемая изотропно излучающим сферическим телом с радиусом R и яркостью B, удаленным от наблюдателя на расстояние D?
6. Определите звездную величину шарового скопления, состоящего из N одинаковых звезд с видимой звездной величиной m.

Глава 7

Астрофизические инструменты и основные методы наблюдений

§ 7.1. Телескопы

Эра телескопической астрономии началась в XVII в. Неизвестно, кто изобрел *телескоп*. Долгое время это приписывалось великому итальянскому ученому Галилею, но, по-видимому, его заслуга состоит в другом: он провел первые известные науке астрономические наблюдения с телескопом (1609 г.).

Изобретение телескопа, как и большинство великих открытий, не было случайным, оно было подготовлено всем предыдущим ходом развития науки и техники. Мастера-ремесленники научились делать очковые линзы, а отсюда был один шаг до телескопа и микроскопа. Телескоп Галилея по нынешним понятиям был несовершенным, однако современникам казался чудом из чудес. Заглянув в него, можно было убедиться, что Луна — это сложный мир, во многом подобный земному, что вокруг Юпитера обращается четыре маленьких спутника, так же как Луна вокруг Земли, и т. д. Все это будило мысль, заставляло задумываться о сложности Вселенной, ее материальности, о множественности обитаемых миров. Изобретение телескопа вместе с системой Коперника сыграло немалую роль в становлении нового — научного подхода к пониманию окружающего мира.

Современные телескопы можно разделить по диапазонам длин волн на оптические, инфракрасные, субмиллиметровые, радиотелескопы, рентгеновские, телескопы для гамма-астрономии. Разграничение по диапазонам более или менее условно. Например, телескопы, предназначенные для наблюдений в видимых лучах, могут применяться, если они имеют отражательную оптику, для наблюдений в участках инфракрасной и субмиллиметровой областей, где прозрачность атмосферы достаточно велика («окна прозрачности»). В зависимости от того, ведутся наблюдения с Земли, из космоса, с самолета или с аэростата, телескоп называется наземным, космическим и т. д.

Телескоп собирает излучение от исследуемого объекта, выделяя его на небесной сфере, и направляет его на приемник. Во многих случаях он строит изображение целого участка небесной сферы, в пределах которого находится много объектов, и они регистрируются одновременно.

В соответствии с этими задачами три основные характеристики определяют качество телескопа:

1) *эффективная площадь* S (для оптического телескопа это площадь объектива);

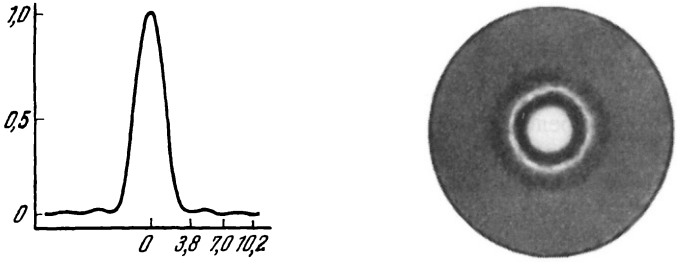
2) *угловое разрешение* $\Delta\varphi$, равное минимальному угловому расстоянию, на котором два «точечных» объекта регистрируются как раздельные;

3) *поле зрения* — угловой размер участка неба, в пределах которого могут одновременно регистрироваться небесные объекты.

Теоретическое угловое разрешение, достижимое при помощи данного телескопа, определяется явлением *дифракции* электромагнитного излучения (рис. 7.1). Если площадь для сбора излучения представляет собой круг диаметром D, то дифракция на нем ограничивает разрешение значением

$$\Delta\varphi \approx \frac{\lambda}{D}, \tag{7.1}$$

где λ — рабочая длина волны. Например, если оптический телескоп имеет диаметр 50 см, а длина волны равна 0,5 мкм (видимый свет), то теоретическое разрешение равно 10^{-6} рад, или $0{,}2''$. В то же время радиотелескоп диаметром 50 м на длине волны 50 см имеет разрешение 0,01 рад, или около 0,5°.



а *б*

Рис. 7.1. *а* — распределение яркости в дифракционном изображении точечного источника (по оси абсцисс — угловое расстояние от максимума, единицы — условные); *б* — сильно увеличенная фотография дифракционного изображения точечного источника

Величина $\Delta\varphi$, определяемая формулой (7.1), равна угловой ширине центрального пика дифракционной картины по уровню 0,5 освещенности в максимуме.

Далеко не всегда реальное угловое разрешение равно теоретическому. Как правило, оно хуже. Одной из причин являются аберрации, т. е. искажения, возникающие из-за несовершенства собирающего устройства телескопа (объектива, антенны и т. п. — см. ниже).

§ 7.2. Оптические телескопы

Еще 50 лет назад понятия «оптический телескоп» не существовало, так как никаких других просто не было. Даже и сейчас, употребляя термин «телескоп» без прилагательного, обычно имеют в виду телескоп оптический. В этом параграфе мы слово «оптический» будем, как правило, опускать.

Наиболее важные части телескопа — это *объектив* и *приемник излучения*. Объектив собирает свет и строит изображение наблюдаемого объекта. Приемник (фотопластинка, фотоэлемент, глаз и т. п.) регистрирует его излучение. Приемник устанавливается либо непосредственно в фокальной плоскости объектива, либо после прибора анализирующего излучение, например, спектрометра. Объектив и приемник (либо прибор, анализирующий излучение) соединены *трубой* (*тубусом*). Механическая конструкция, несущая трубу и обеспечивающая наведение телескопа на небо, называется *монтировкой*. Если приемником света является глаз (при визуальных наблюдениях), то обязательно необходим *окуляр*, в который рассматривается

изображение, построенное объективом. При прочих наблюдениях окуляр не нужен. Фотографическая пластинка, входная диафрагма электрофотометра, щель спектрографа и т. д. устанавливаются непосредственно в фокальной плоскости телескопа.

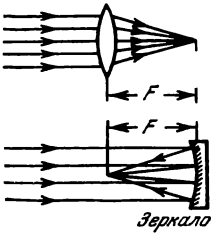


Рис. 7.2. Линзовый и зеркальный объективы

Рефракторы и рефлекторы. В телескопах применяются объективы двух типов: линзовые и зеркальные (рис. 7.2). Телескоп с линзовым объективом называется *рефрактором*, с зеркальным — *рефлектором*. Даже если пренебречь дифракцией, оказывается, что ни линза, ни сферическое зеркало не собирают параллельный пучок в идеальную точку. Вместо точки в фокальной плоскости образуется пятно. Это явление называется сферической аберрацией. Коэффициент преломления линзы зависит, от длины волны, фокусное расстояние тоже. Из-за этого изображение размывается и окрашивается (*хроматическая аберрация*). Хроматическая аберрация в значительной мере может быть устранена в объективах, составленных из двух линз, изготовленных из стекол с разными коэффициентами преломления (ахроматический объектив, или *ахромат*).

Законы отражения не зависят от длины волны и поэтому у рефлектора хроматической аберрации нет. Первый рефлектор (диаметром всего лишь в 3 см и длиной в 15 см) был построен И. Ньютоном в 1671 г. Существенно, что если зеркалу придать форму параболоида вращения, то сферическая аберрация устраняется. Параллельный пучок, направленный на такой параболоид вдоль его оси, собирается в фокусе практически без искажений, если не считать неизбежного размытия из-за дифракции. Поэтому современные рефлекторы имеют зеркала чаще всего параболоидальной формы.

Пока наблюдения велись визуально, двухлинзовый ахромат вполне устраивал астрономов. Но с начала XX в. все больше стали применяться фотография, спектроскопия, все больший удельный вес приобретают астрофизические исследования, а для них желательно, чтобы оптика телескопа не накладывала никаких ограничений на доступный диапазон длин волн: земная атмосфера и так ограничивает его слишком сильно. Между тем стекло, из которого делаются линзы, поглощает ультрафиолетовое и инфракрасное излучения.

Для астрофизических исследований, как правило, нужен рефлектор. К тому же большое зеркало рефлектора изготовить значительно легче, чем двухлинзовый ахромат: надо обработать с оптической точностью (до 1/8 длины световой волны λ, или 0,07 мкм для визуальной области) одну поверхность вместо четырех, и при этом не предъявляется особых требований к однородности стекла. Все это привело к тому, что рефлектор стал основным инструментом астрофизики. В астрометрических работах, однако, долгое время применялись рефракторы. Причина этого была в том, что рефлекторы очень чувствительны к малым случайным поворотам зеркала; так как угол падения равен углу отражения, то поворот зеркала на некоторый угол β смещает изображение на угол 2β. Аналогичный поворот объектива в рефракторе дает гораздо меньшее смещение. Позднее, однако, и астрометрия перешла на рефлекторы или зеркально-линзовые телескопы, так как интерес переместился в сторону более слабых объектов.

Рефлектор с параболическим зеркалом строит изображение очень четко, пока оно остается вблизи оптической оси. При удалении от оси появляются искажения (*внеосевые аберрации*). Поэтому рефлектор с одним только параболическим зеркалом не позволяет фотографировать большие участки неба размером, скажем, $5° \times 5°$, а это необходимо для исследования звездных скоплений, галактик и галактических

туманностей. Поэтому для наблюдений, требующих большого поля зрения, стали строить комбинированные зеркально-линзовые телескопы, в которых аберрации зеркала исправляются тонкой линзой, часто увиолевой (сорт стекла, пропускающего ультрафиолетовые лучи).

Зеркала рефлекторов в прошлом (XVIII–XIX вв.) делали металлическими из специального зеркального сплава, однако впоследствии по технологическим причинам оптики перешли на стеклянные зеркала, которые после оптической обработки покрывают тонкой пленкой металла, имеющего большой коэффициент отражения (чаще всего это алюминий).

Диаметр, фокусное расстояние и относительное отверстие. Важными характеристиками телескопа являются диаметр D и фокусное расстояние F объектива. Чем больше диаметр, тем больший световой поток Φ собирает телескоп:

$$\Phi = ES = \frac{\pi D^2}{4} E, \tag{7.2}$$

где E — освещенность объектива, S — площадь. Величина

$$A = \frac{D}{F} \tag{7.3}$$

называется *относительным отверстием*. Его принято выражать дробью с двоеточием, например, 1 : 2, 1 : 7, 1 : 20 и т. п. Как нетрудно убедиться, освещенность в фокальной плоскости, создаваемая протяженным объектом, пропорциональна A^2. Поэтому при фотографировании слабых протяженных объектов (туманностей, комет) существенно иметь большое относительное отверстие. Однако с увеличением относительного отверстия быстро возрастают внеосевые аберрации. Чем больше относительное отверстие, тем труднее их устранять. Поэтому относительное отверстие рефлекторов обычно не превышает 1 : 3. Зеркально-линзовые системы и сложные объективы могут обеспечить в некоторых случаях относительное отверстие 1 : 1 и более.

Увеличение и масштаб. Для визуального телескопа важной характеристикой является *увеличение*, равное отношению угловых размеров объекта, наблюдаемого с телескопом и без него, т. е. отношению фокусных расстояний объектива и окуляра:

$$W = \frac{F}{f}.$$

Если невооруженным глазом можно различить две звезды с угловым расстоянием не менее $2'$, то телескоп уменьшает этот предел в W раз, пока не вступают в силу ограничения из-за дифракции, аберрации и атмосферной турбулентности (см. ниже).

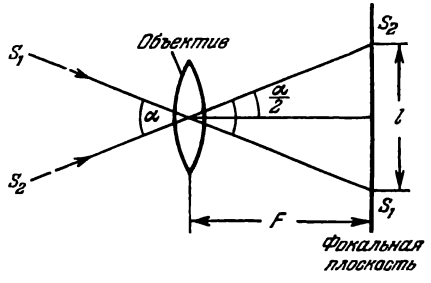


Рис. 7.3. Линейные размеры изображения

При фотографировании представляет интерес *масштаб изображения* в фокальной плоскости. Он может быть выражен в угловых единицах, приходящихся на 1 мм. Чтобы найти масштаб изображения, нужно знать линейное расстояние l между двумя точками изображения с взаимным угловым расстоянием α. Из рис. 7.3 ясно, что

$$l = 2F \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}, \tag{7.4}$$

где F — фокусное расстояние объектива.

При малых углах α

$$l = F\alpha,$$

если α измерено в радианах, и

$$l = F\frac{\alpha}{57{,}3^\circ},$$

если α — в градусах, тогда масштаб изображения

$$\mu = \frac{\alpha}{l}. \tag{7.5}$$

Таким образом, масштаб изображения определяется фокусным расстоянием объектива. Так, угловой диаметр Солнца и Луны равен приблизительно 0,5°. При фокусном расстоянии телескопа $F = 1\,000$ мм диаметр изображения Солнца и Луны в его фокальной плоскости составляет около 10 мм и, следовательно, $\mu = 0{,}5^\circ/10 = 0{,}05^\circ$ мм$^{-1}$.

Типы рефлекторов. Телескоп-рефлектор, приспособленный для наблюдений непосредственно в фокусе параболического зеркала, называется рефлектором с *прямым фокусом*. Часто используются более сложные системы рефлекторов; например, с помощью дополнительного плоского зеркала, установленного перед фокусом, можно вывести фокус вбок за пределы трубы (*ньютоновский фокус*). Дополнительным выпуклым предфокальным зеркалом можно удлинить фокусное расстояние и вывести фокус в отверстие, просверленное в центре главного зеркала (*кассегреновский фокус*), и т. д. Некоторые из таких более сложных систем рефлекторов показаны на рис. 7.4. Они удобнее для присоединения приемных устройств к телескопу, но из-за дополнительных отражений дают некоторые потери света.

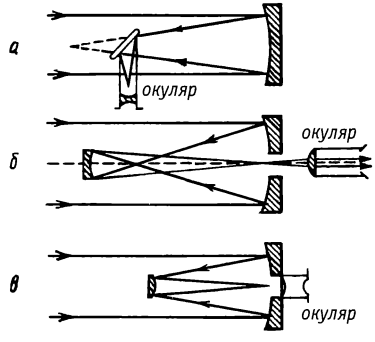


Рис. 7.4. Некоторые схемы телескопов-рефлекторов: *а* — система Ньютона; плоским зеркалом фокус выведен вбок; *б* — система Грегори; вогнутое зеркало, установленное за фокусом главного зеркала, удлиняет общее фокусное расстояние и выводит фокус в центральное отверстие главного зеркала; *в* — система Кассегрена; то же самое достигается выпуклым зеркалом, установленным перед фокусом главного

Монтировка и башня. *Монтировка телескопа* всегда имеет две взаимно перпендикулярные оси, поворот вокруг которых позволяет навести его в любую область неба. В монтировке, называемой *вертикально-азимутальной*, одна из осей направлена в зенит, другая лежит в горизонтальной плоскости. Крупные телескопы, как правило, устанавливаются на *экваториальной монтировке*, одна из осей которой направлена в полюс мира (*полярная ось*), а другая лежит в плоскости небесного экватора (*ось склонения*). Телескоп на *экваториальной* монтировке называется *экваториалом*. Чтобы экваториал следил за небесным светилом, достаточно поворачивать экваториал с постоянной скоростью вокруг полярной оси в направлении роста часового угла, так как склонение светила остается неизменным. Этот поворот часовым механизмом осуществляется автоматически.

Известно несколько типов экваториальной монтировки (рис. 7.5). Телескопы умеренного диаметра (до 50–110 см) часто устанавливаются на «немецкой»

монтировке (*а*), в которой полярная ось и ось склонения образуют параллактическую головку, опирающуюся на колонну. На оси склонения по одну сторону от колонны располагается труба, а по другую — уравновешивающий ее груз, противовес. «Английская» монтировка (*б*) отличается от немецкой тем, что полярная ось опирается концами на две колонны, северную и южную, что придает ей дополнительную устойчивость. Иногда в английской монтировке полярную ось заменяют четырехугольной рамой, так что труба оказывается внутри рамы (*в*). Подобная конструкция не позволяет направить инструмент на полярную область неба. Если северный (верхний) подшипник полярной оси сделать в форме подковы (*г*), то такого ограничения не будет. Наконец, можно вообще убрать северную колонну и подшипник. Тогда получится «американская» монтировка, или «вилка» (рис. 7.5 *д* и 7.6). В случаях *в*, *г*, *д* на монтировке нет лишнего груза.

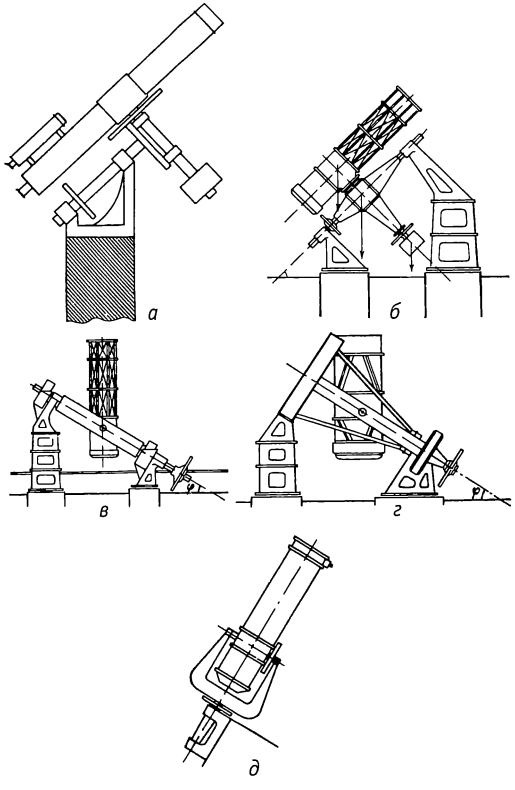


Рис. 7.5. *а* — Немецкая монтировка; *б* — английская монтировка; *в* — монтировка с рамой; *г* — монтировка с ярмом, *д* — «вилка», или американская монтировка

Часовой механизм не всегда действует вполне точно, и при получении фотографии с длительными экспозициями, достигающими иногда многих часов, приходится следить за правильностью наведения телескопа и время от времени его подправлять. Этот процесс называется *гидированием*. Гидирование осуществляется с помощью *гида* — небольшого вспомогательного телескопа, установленного на общей монтировке с главным телескопом.

Электронные вычислительные машины позволяют осуществлять точное слежение за небесным светилом и при вертикально-азимутальной установке путем плавного поворота вокруг обеих осей. Применительно к большим оптическим телескопам этот метод слежения был впервые реализован в конструкции 6 м рефлектора Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (рис. 7.7). Преимущество вертикально-азимутальной установки состоит в том, что она более компактна и, кроме того, проще предотвратить деформации зеркала при поворотах телескопа.

Для защиты от непогоды телескоп устанавливается в *башне*. Крыша башни делается либо раздвижной, либо (в случае более крупных телескопов) в форме вращающегося купола с «щелью», которая закрывается раздвижными створками. Конструкция башни должна обеспечивать микроклимат с минимальными колебаниями температуры в течение суток, чтобы уменьшить термические деформации механических элементов конструкции и оптики.

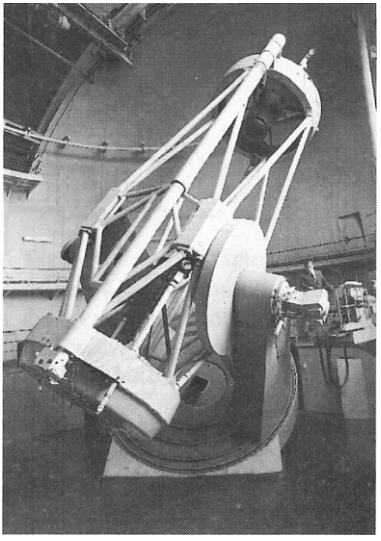


Рис. 7.6. 2,6-метровый рефлектор им. Г. А. Шайна (ЗТШ). Крымская астрофизическая обсерватория Академии наук Украины

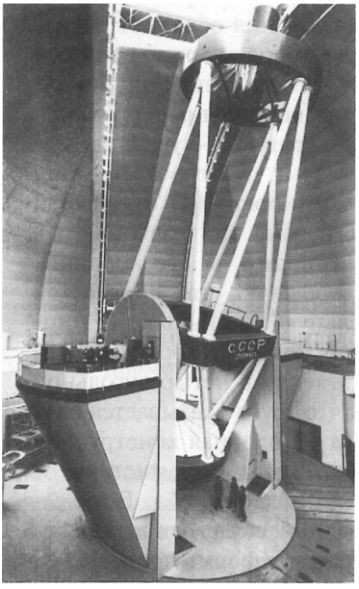


Рис. 7.7. Шестиметровый рефлектор БТА. Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук (САО РАН), Зеленчук, Сев. Кавказ

Солнечные телескопы. Для многих задач, связанных с исследованием Солнца, необходимо иметь очень большой масштаб изображения, а следовательно, большое фокусное расстояние. Поэтому телескопы, предназначенные для исследования Солнца, часто делают неподвижными. В этом случае свет направляется в оптическую систему телескопа специальной установкой, называемой *целостатом* (рис. 7.8). Целостат представляет собой систему из плоских зеркал (обычно двух, одно неподвижное, другое движется), которая отражает пучок световых лучей, идущих от небесного светила, всегда в заданном неизменном направлении, несмотря на суточное вращение неба.

Существуют два основных типа больших солнечных телескопов — *вертикальный*, или башенный, и *горизонтальный*. В башенном телескопе целостат посылает луч вертикально вниз, и оптическая система, строящая изображение Солнца, располагается по вертикали. Спектральная и другая анализирующая аппаратура находится в лабораторном помещении у основания башни. В горизонтальном телескопе целостат посылает луч в горизон-

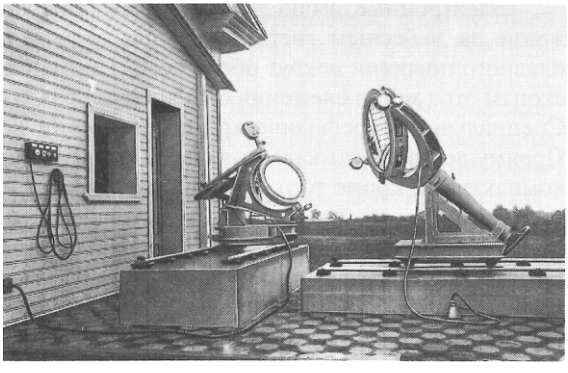


Рис. 7.8. Целостат

тальной плоскости, в которой располагаются все оптические элементы системы. В конструктивном отношении горизонтальный телескоп намного удобнее. Однако атмосферные возмущения в приземном слое сильнее влияют на качество изображения горизонтального телескопа, чем башенного.

Самую внешнюю и разреженную часть солнечной атмосферы — корону — долгое время удавалось наблюдать только в редкие моменты полных солнечных затмений. Во время полной фазы солнечного затмения Луна закрывает солнечный диск, и тогда на потемневшем небе вокруг темного диска Луны вспыхивает жемчужное сияние солнечной короны. Многие астрономы и оптики пытались построить специальные телескопы, в которые можно было бы увидеть корону вне затмения. Впервые это удалось известному французскому астрофизику Лио, который использовал рефрактор с однолинзовым объективом. Такая система обеспечивает минимум рассеянного света в телескопе. Чтобы уменьшить атмосферное рассеяние, Лио установил свой прибор (он назвал его *внезатменным коронографом*) на горе. И, наконец, внутри телескопа он поместил «искусственную Луну», которая закрывала от наблюдателя изображение солнечного диска. С этими предосторожностями солнечную корону можно было наблюдать визуально и фотографировать в лучах ее наиболее ярких эмиссионных линий. В настоящее время построенные по той же идее внезатменные коронографы имеются во многих странах, и наблюдения короны входят в регулярную программу Службы Солнца.

Самые большие оптические телескопы. Самым большим в мире телескопом долгое время был 5 м рефлектор обсерватории Маунт-Паломар в США. Позднее построили еще более крупный 6 м рефлектор БТА Специальной Астрофизической обсерватории на Северном Кавказе. Дальнейшее увеличение размеров потребовало перехода к новым техническим решениям. Одно из них состоит в том, что главное зеркало собирается как мозаика из многих элементов. Сейчас имеется два таких телескопа, оба диаметром по 10 м — «Кекк-1» и «Кекк-2» (обсерватория Мауна Кеа, США). Они идентичны по конструкции и расположены рядом. Главное зеркало каждого состоит из 36 элементов, образующих одну общую отражающую поверхность.

§ 7.3. Атмосферные помехи при наблюдениях с оптическим телескопом. Проницающая сила. Космические телескопы

Атмосфера мешает астрономическим наблюдениям, так как она поглощает излучение, ухудшает качество изображения и создает фон (свечение ночного неба), ограничивающий возможность регистрации слабых объектов.

Поглощение. Вопрос о поглощении в основных чертах уже рассматривался. Напомним, что атмосфера пропускает излучение только в относительно узких окнах прозрачности. Видимая область спектра приходится на одно из них. Однако и в окнах прозрачности излучение ослабляется. Ослабление зависит от состояния атмосферы и высоты светила над горизонтом. Необходимо измерять и учитывать это ослабление при измерениях внеатмосферной освещенности от небесных объектов.

Турбулентность. При наблюдениях с оптическим телескопом угловое разрешение ограничивается в первую очередь не дифракцией и не аберрациями, а турбулентностью атмосферы. Отдельные небольшие массы воздуха движутся

относительно друг друга, плотность в них колеблется, в результате чего коэффициент преломления в разных точках атмосферы на пути луча неодинаков. Луч, проходя через атмосферу, преломляется и отклоняется, причем величина и направление этого отклонения меняются со временем. Минимальный размер неоднородности в атмосфере составляет около 10 см, и поэтому изображение звезды размывается, если диаметр телескопа существенно больше 10 см. Если диаметр телескопа меньше, то изображение колеблется как целое. Изображение звезды, размытое атмосферным дрожанием, называется диском дрожания или *турбулентным диском*. Его угловой диаметр зависит от местных природных условий («астроклимат»), а также от конструкции телескопа и башни. В средних астроклиматических условиях он составляет $2-3''$, в хороших $1-1{,}5''$, а в отличных $0{,}5''$. Большинство уже существующих обсерваторий не расположены в местах с хорошим астроклиматом по причинам исторического и экономического характера, однако при установке новых больших инструментов в последние десятилетия характер астроклимата стали учитывать.

Теоретическое угловое разрешение может быть все же достигнуто для любого данного телескопа, если отказаться от использования его полной площади. Например, можно поставить две диафрагмы небольшого размера по краям большого зеркала. Проходящие через них световые пучки будут интерферировать. В фокальной плоскости можно сфотографировать (с короткой экспозицией) интерференционную картину, расстояние между максимумами которой определяется теоретическим разрешением телескопа. Можно не ставить диафрагмы, а фотографировать структуру диска дрожания при полностью открытом зеркале. Когда телескоп наведен на звезду, этот диск представляет собой волнующееся поле светлых пятнышек (их называют «спеклами»), характерный размер которых соответствует теоретическому угловому разрешению. Они создаются интерференцией световых пучков, приходящих от разных частей зеркала. Метод получения теоретического разрешения путем анализа характеристик «спеклов» называется *спекл-интерферометрией*. Имеются также некоторые другие способы получения высокого разрешения в условиях помех со стороны атмосферной турбулентности. Все они основаны на интерференции и не позволяют одновременно получить теоретическое угловое разрешение и использовать эффективно всю площадь телескопа, т. е. годятся только для относительно ярких объектов. Тем не менее таким способом удалось измерить диаметры некоторых близких звезд.

Фон ночного неба и проницающая сила. Ночное небо не является абсолютно темным. Верхние слои земной атмосферы излучают в отдельных линиях, молекулярных полосах и в непрерывном спектре. Яркость этого свечения соответствует примерно звезде 21^m на одну квадратную секунду дуги. Ясно, что при угловом разрешении $1''$ звезда 21^m будет давать превышение над фоном в 2,5 раза, а звезда 26^m даст превышение над фоном всего лишь около 1 %. И это не зависит от размеров телескопа, если его диаметр достаточно велик (30–50 см и более). Можно *проницающую силу* P определить как звездную величину объекта, дающего определенное превышение над фоном. Тогда

$$P = \text{const} - 5 \lg \Delta\varphi,$$

где $\Delta\varphi$ — угловое разрешение в секундах дуги. Таким образом, проницающая сила оказывается в тесной связи с качеством изображения. Чем оно хуже, тем меньше проницающая сила.

Разрабатываются и уже прошли успешные испытания методы улучшения качества изображения путем введения в оптический путь элементов, компенсирующих в реальном времени искажения волнового фронта, возникающие из-за турбулентности (*адаптивная оптика*).

Космические телескопы. Кардинальное улучшение разрешающей способности и проницающей силы получается, если крупный оптический телескоп работает в космосе. Это продемонстрировал американский космический телескоп имени Хаббла (сокращенно HST, Hubble Space Telescope), который был выведен на орбиту в 1990 г. Его диаметр 2,4 м. Интересно, что астроном Хаббл, именем которого назван этот инструмент, предсказал в 1924 г, что самый мощный телескоп 1990 г. будет по размерам меньше того, с которым он тогда работал (2,5 м рефлектор обсерватории Маунт-Вильсон, в то время крупнейший в мире). Телескоп имени Хаббла находится на круговой орбите высотой 610 км.

Другое преимущество космических телескопов перед наземными — это возможность наблюдений в тех областях спектра, где атмосфера непрозрачна: в ультрафиолетовой короче 3 000 Å, в большей части инфракрасной области, в рентгеновском и гамма диапазонах.

Остановимся чуть подробней на космических УФ телескопах. С 1966 по 1972 гг. были запущены три спутника серии OAO (Orbital Astronomical Observatory), два из них (OAO-2 и OAO-3 «Коперник») работали успешно. OAO-3 «Коперник» оборудован УФ-телескопом диаметром 80 см, спектрометром на диапазон 930–3 000 Å и рентгеновскими телескопами. В 1978 г. был выведен на орбиту космический телескоп IUE (International Ultraviolet Explorer) для наблюдений спектров в диапазоне 1 150–3 200 Å. Он проработал 18 лет, было получено около 100 000 спектров звезд, планетарных и диффузных туманностей, галактик, планет, комет. Диаметр его зеркала 45 см. В 1983 г. был запущен первый советский космический телескоп «Астрон» (диаметр 80 см), он также был предназначен для наблюдений УФ-спектров и работал успешно многие годы.

В разные годы выводились на орбиту специальные спутники для наблюдений Солнца в ультрафиолетовой области спектра. Один из них — российский «Коронас-1» (1994 г.) несет большой комплекс приборов для исследований Солнца и солнечного ветра. Интересна история американского космического солнечного телескопа Solar Maximum Satellite. Его вывели на орбиту, однако через несколько месяцев он прекратил работу. Американские астронавты «отловили» спутник в космическом пространстве, забрали на борт «Спейс Шаттл», отремонтировали и выпустили обратно. «Обслуживание» космических телескопов непосредственно на орбите является реальным способом продлить их жизнь. Можно также заменять одни измерительные приборы на другие. Ценный опыт по работам в открытом космосе накоплен российскими космонавтами.

О космических телескопах инфракрасного, рентгеновского и гамма диапазонов будет сказано ниже, в § 7.7 и 7.8.

§ 7.4. Приемники излучения для оптической астрономии

Телескоп собирает излучение на приемник. Им может быть глаз наблюдателя, фотографическая пластинка, фотоумножитель, болометр, телевизионная камера и т. д. Отметим некоторые важные параметры, которыми характеризуются приемники излучения:

1. *Спектральная характеристика* — зависимость чувствительности от длины волны.

2. *Чувствительность* — отношение сигнала на выходе приемника к измеряемому потоку или освещенности.

3. *Порог чувствительности* — минимальное значение потока или освещенности, которое может быть зарегистрировано.

4. *Шумы* — флуктуации на выходе приемника, ограничивающие точность измерений и порог чувствительности. Они могут быть связаны как со свойствами самого приемника, так и падающего на него излучения.

5. *Световая характеристика* — зависимость сигнала на выходе от потока (освещенности). Она может быть линейной, логарифмической или подчиняться более сложному закону.

6. *Динамический диапазон* — отношение максимального значения потока (освещенности), которое может быть измерено, к минимальному.

Ниже будут рассмотрены основные типы приемников, используемых в оптической астрономии.

Глаз. В современной астрономии глаз наблюдателя используется в качестве приемника излучения не очень широко, главным образом при гидировании или в астрометрических наблюдениях. Почти все виды астрофизических исследований выполняются при помощи приемников других типов.

Чувствительность глаза зависит от длины волны. В среднем глаз наблюдателя наиболее чувствителен к излучению с длиной волны $\lambda_{max} = 5\,550$ Å (зеленый цвет). По мере удаления от λ_{max} в обе стороны чувствительность глаза уменьшается и падает до нуля около 3 900 и 7 600 Å. Это — фиолетовая и красная границы *видимой*, или *визуальной*, *области спектра*. Спектральную характеристику глаза часто называют *кривой видности*. У разных наблюдателей кривые видности несколько различаются. Средняя кривая видности дневного зрения, принятая международным соглашением, приведена на рис. 7.9 *а*. Максимум кривой видности ночного зрения сдвинут в сторону коротких волн примерно на 450 Å.

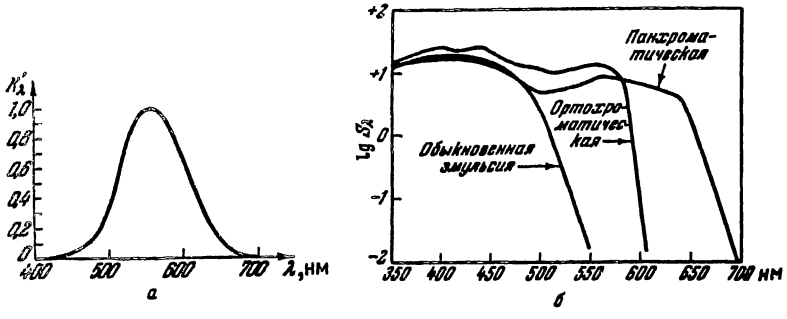


Рис. 7.9. *а* — Кривая видности дневного зрения; *б* — спектральные характеристики типичных фотографических эмульсий

Световая характеристика глаза является приблизительно логарифмической. Кроме того, глаз обладает способностью к *адаптации* — изменению световой характеристики в зависимости от уровня освещенности. Благодаря этим свойствам глаз сохраняет работоспособность при очень больших ее изменениях — порядка 10^8 при переходе от дневных условий к ночным.

Фотографическая эмульсия. С середины прошлого века в астрономии стал применяться *фотографический* метод регистрации излучения. В отличие от глаза, фотографическая эмульсия способна к длительному накоплению светового эффекта. Очень важным свойством фотографии является панорамность: одновременно

регистрируется сложное изображение, которое может состоять из очень большого числа элементов. Существенно также, что информация, которая получается фотографическим методом, не зависит от субъективных свойств наблюдателя, как это имеет место при визуальных наблюдениях. Фотографическое изображение, полученное однажды, сохраняется как угодно долго, и его можно изучать в лабораторных условиях.

Фотографическая эмульсия состоит из зерен галоидного серебра (AgBr, AgCl и др.; в различных сортах эмульсии применяются разные соли), взвешенных в желатине. Под действием света в зернах эмульсии протекают сложные фотохимические процессы, в результате которых выделяется металлическое серебро. Чем больше света поглотилось данным участком эмульсии, тем больше выделяется серебра.

Галоидное серебро поглощает свет в области $\lambda < 5\,000$ Å. Область спектра 3 000–5 000 Å называют иногда *фотографической* (аналогично визуальной, 3 900–7 600 Å). Чтобы сделать эмульсию чувствительной к желтой и красной областям спектра, в нее вводят органические красители — *сенсибилизаторы*, расширяющие область спектральной чувствительности. Кривые спектральной чувствительности различных эмульсий показаны на рис. 7.9 *б*. Они широко применяются в астрономической и обычной фотографии. Значительно реже используются *инфрахроматические* эмульсии, чувствительные к инфракрасной области спектра до 9 000 Å, а иногда и до 16 000 Å.

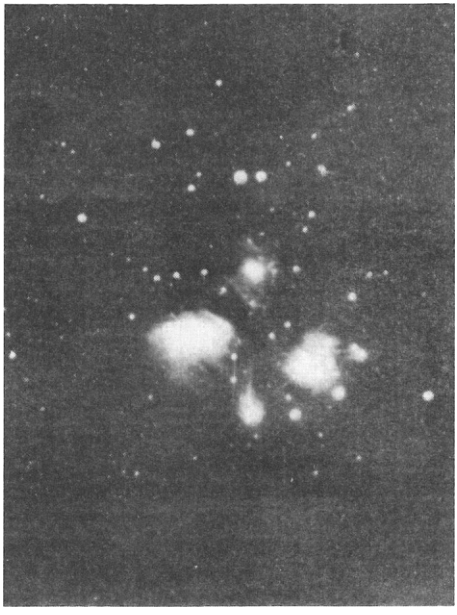


Рис. 7.10. Фотография звезд и пылевых туманностей в скоплении Плеяд. Получена на менисковом телескопе Алма-Атинской астрофизической обсерватории ($F = 50$ см, $F/D = 2{,}4$)

Звезды на фотографиях выходят в виде кружков. Чем ярче звезда, тем большего диаметра получается кружок при данной экспозиции (рис. 7.10). Различие в диаметрах изображений звезд является чисто фотографическим эффектом и никак не связано с их истинными угловыми диаметрами. Научной обработки подвергаются, как правило, только сами негативы, так как при перепечатке искажается заключенная в них информация, В астрономии используются как стеклянные пластинки, так и пленки. Пластинки предпочтительны в тех случаях, когда по негативам изучается относительное положение объектов. Сравнивая между собой фотографии одной и той же части неба, полученные в разные дни, месяцы и годы, можно судить об изменениях, которые в этой области произошли. Изменение блеска переменных звезд, вспышки новых и сверхновых звезд легко обнаруживаются при сравнении негативов, полученных в разные моменты времени. Собственные движения звезд, а также отдельных сгустков межзвездного вещества в газовых туманностях изучаются по фотографиям, полученным через большие интервалы времени, иногда достигающие многих десятилетий.

Почернение негатива D приблизительно определяется произведением освещенности E на продолжительность экспозиции t. В астрономической практике

при фотометрических измерениях по D судят о E. Связь между этими величинами нелинейна. Она дается характеристической кривой, которую надо строить каждый раз, так как она зависит от многих факторов, в том числе от условий проявления. Точность фотометрических измерений, производимых фотографическим методом, мала, она обычно не превышает 5–7 %.

Другим недостатком фотографии является ее относительно небольшая эффективность при регистрации слабого излучения: необходимо около 1 000 фотонов, чтобы образовалось зерно почерневшей эмульсии. Динамический диапазон фотографических эмульсий мал ($\sim 10^2$).

Фотоэлектрические приемники излучения. Кратко напомним физическую сущность *фотоэлектрического эффекта*. В металлах и полупроводниках кроме электронов, связанных с отдельными атомами, имеются свободные электроны, которые могут перемещаться в пределах всей кристаллической решетки. Электрон может выйти из кристаллической решетки, если он приобретает энергию, превышающую определенную пороговую величину W_0. Эта величина называется *работой выхода*. Электрон может получить энергию различными способами, например, поглотив световой квант. Кванты с энергией, большей W_0, могут выбивать электроны из поверхности облучаемого материала. Это явление называется *внешним фотоэлектрическим эффектом* или *фотоэлектронной эмиссией*. Явление внешней фотоэлектронной эмиссии используется в *фотоэлементах с внешним фотоэффектом*, которые представляют собой простые двухэлектродные вакуумные приборы (рис. 7.11). Один из электродов (отрицательный) называется *фотокатодом*, другой (положительный) — *анодом*; когда свет падает на фотокатод, между ним и анодом течет ток. Сила тока пропорциональна световому потоку. Очень важное свойство фотоэлектрических приемников — их линейность. Это большое преимущество перед фотоэмульсией. Другое преимущество — высокая эффективность. Она характеризуется величиной, которая называется *квантовым выходом*. Квантовый выход — это отношение числа электронов, образующих фототок, к числу квантов. Оно достигает часто 0,1–0,3. Чувствительность и спектральная характеристика фотокатода практически не меняется со временем. Эти обстоятельства позволяют выполнять фотометрические измерения при помощи фотоэлектрических приборов с очень высокой точностью (иногда лучше 0,1 %), недоступной для фотографии. Благодаря высокой точности фотоэлектрическая техника прочно вошла в практику современной астрофизики.

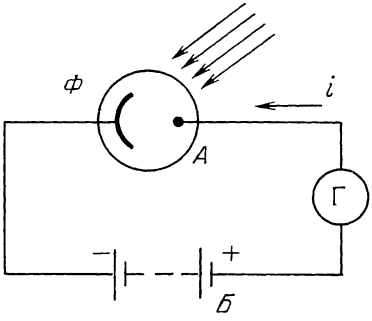


Рис. 7.11. Принципиальная схема включения фотоэлемента с внешним фотоэффектом: $Ф$ — фотокатод, $А$ — анод фотоэлемента, $Г$ — гальванометр, $Б$ — батарея питания, i — фототок

Как известно, энергия кванта $\epsilon = h\nu$. Поэтому фотоэлектрический эффект может вызываться только излучением с частотой, превышающей

$$\nu_0 = \frac{W_0}{h} \tag{7.6}$$

(*закон Эйнштейна*). Предельная частота ν_0 (или длина волны $\lambda_0 = c/\nu_0$) называется *красной границей фотоэффекта*. Она зависит от материала фотокатода. Чистые металлы имеют большую работу выхода и не годятся для изготовления

фотокатодов для длин волн $\lambda > 3\,000$ Å, используемых в наземных астрономических наблюдениях и в технике. Поэтому разработаны специальные фотокатоды, имеющие сложную физико-химическую структуру, которая обеспечивает малую работу выхода. Наиболее распространенные типы современных фотокатодов — это сурьмяно-цезиевый, мультищелочной и кислородно-цезиевый. Их спектральные характеристики показаны на рис. 7.12. Из-за малой работы выхода фотокатод эмитирует не только фотоэлектроны, но и термоэлектроны, т. е. такие, которые из-за тепловых движений приобрели энергию, превышающую работу выхода, и смогли покинуть фотокатод. Они образуют термоэлектронный *темновой ток*, флуктуации которого (шумы) мешают измерению слабых фототоков и определяют порог чувствительности. Темновой ток можно уменьшить охлаждением фотокатода.

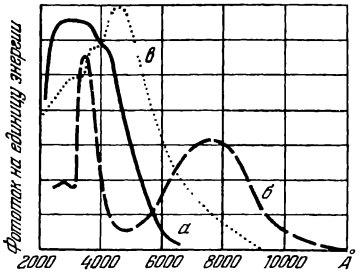


Рис. 7.12. Спектральные характеристики фотокатодов: *а* — сурьмяно-цезиевого, *б* — кислородно-цезиевого, *в* — мультищелочного

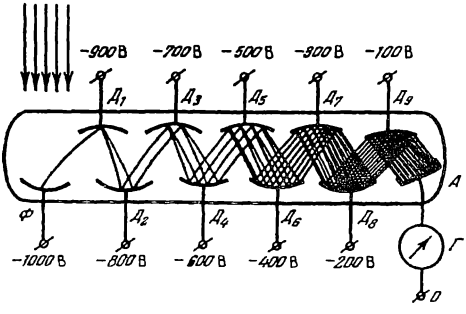


Рис. 7.13. Схема включения девятикаскадного фотоумножителя: $Ф$ — фотокатод, $Д_1 - Д_9$ — диноды, $А$ — анод, $Г$ — гальванометр для измерения анодного тока. Показаны примерные траектории электронов в умножительной системе

Простые фотоэлементы с внешним фотоэффектом применяются сейчас сравнительно редко. На смену им пришли более сложные фотоэлектрические приемники — *фотоумножители* (ФЭУ). В этих приборах используется явление *вторичной электронной эмиссии*: электрон, обладающий достаточной энергией и разогнанный электрическим полем, попав на поверхность с малой работой выхода, может выбить несколько электронов. Таким образом с помощью вторичной электронной эмиссии можно получить усиление фототока. Между фотокатодом ($Ф$) и анодом ($А$) в ФЭУ (рис. 7.13) имеется некоторое количество вторичноэлектронных эмиттеров — динодов ($Д_1$, $Д_2$ и т. д.). Форма и расположение всех электродов ФЭУ, а также приложенное к ним напряжения таковы, что фотоэлектрон, вырвавшийся из фотокатода, попадает на первый динод и выбивает из него несколько электронов, которые затем попадают на второй динод и выбивают соответственно еще большее количество электронов и т. д. В результате каждый фотоэлектрон приводит к образованию лавины вторичных электронов (до $10^8 - 10^9$) на аноде. После фотоумножителя ставится прибор, измеряющий средний анодный ток либо считающий отдельные импульсы, из которых он состоит. Каждый импульс соответствует отдельному фотоэлектрону. Последний способ называется *методом счета электронов*.

Фотоэлектрические приемники изображения. Несмотря на огромные преимущества в точности и эффективности, фотоумножитель не в состоянии конкурировать с фотоэмульсией в тех случаях, когда необходимо регистрировать

изображение. Поэтому весьма актуально внедрение в астрономию *фотоэлектрических приемников изображения*. Поиски наиболее подходящих для астрономии приборов такого типа ведутся несколько десятилетий. Можно выделить два основных их вида: а) *электронно-оптические преобразователи* (ЭОП) и камеры; б) *телевизионные приемники*.

Электронно-оптический преобразователь (рис. 7.14) состоит из фотокатода $Ф$, электронной линзы $Л$ и экрана $Э$, люминесцирующего под действием электронов. Электронная линза представляет собой положительно заряженный электрод, который разгоняет электроны до сравнительно большой энергии и заставляет их двигаться по строго определенным траекториям. Фотоэлектрон, выбитый из какой-либо точки катода, попадает в только ей соответствующую точку экрана, и на экране образуется изображение, такое же, как на фотокатоде, только более яркое. Благодаря большому квантовому выходу фотокатодов ЭОП позволяет, в принципе, регистрировать изображения с более короткими экспозициями, чем обычная фотография. Особенно большой выигрыш в экспозиции дают ЭОП с кислородно-цезиевыми катодами (из-за низкой чувствительности эмульсий в инфракрасной области спектра).

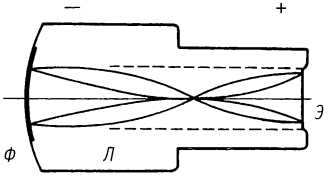


Рис. 7.14. Схема электронно-оптического преобразователя: $Ф$ — фотокатод, $Л$ — электронная линза, $Э$ — экран. Показаны примерные траектории фотоэлектронов

Электронная камера отличается от ЭОП тем, что фотографическая эмульсия регистрирует непосредственно электронное изображение без участия люминесцирующего экрана. Это сильно увеличивает чувствительность, но связано с технологическими трудностями, так как эмульсию надо помещать в вакуум.

Участие фотографической эмульсии в приеме изображения на самом деле является нежелательным компромиссом из-за упомянутых ее недостатков. Телевизионный приемник является следующим шагом вперед, так как позволяет ее исключить. Он превращает электронное изображение прямо в последовательность электрических сигналов путем процесса «считывания».

Наиболее перспективны приемники телевизионного типа, основанные на использовании *внутреннего фотоэффекта* в полупроводниках. При внутреннем фотоэффекте электроны не выходят из вещества, но меняют в нем свое состояние, в результате чего изменяется проводимость или появляется фототок. Такого типа одиночные фотоэлектрические приемники в первом случае называются *фотосопротивлениями*, во втором — *вентильными фотоэлементами*. Современная технология полупроводниковых приборов позволяет изготавливать их очень миниатюрными, комбинировать в линейки и матрицы, которые содержат сотни и тысячи приемных элементов. На основе этой технологии созданы твердотельные телевизионные приемники, которые называются *приборами с зарядовой связью* (ПЗС). Типичный пример такого приемника — это матрица, которая содержит 512 строк, каждая из которых, в свою очередь, содержит 512 микроскопических (размер 20 мкм) кремниевых фотоэлементов. Квантовый выход очень высок ($\sim 0{,}5$), область спектральной чувствительности — от 0,4 до 1,1 мкм. ПЗС содержит внутри себя полупроводниковое устройство для считывания сигналов с элементов матрицы.

Специализированная ЭВМ, соединенная с ПЗС-приемником, обрабатывает сигнал в реальном времени, записывает результаты обработки на магнитный носитель, демонстрирует их на мониторе в виде цветных изофот или черно-белого изображения. Будущее в оптической астрономии принадлежит, вероятно, ПЗС-приемникам.

§ 7.5. Спектральные приборы

Изучая спектры небесных светил, можно получить сведения об их химическом составе, температуре, давлении газовой среды, вращении и т. д. Ниже мы рассмотрим основные типы спектральных приборов, применяемых в астрономии. Впервые спектры звезд и планет начал наблюдать в позапрошлом (XIX) веке итальянский астроном Секки. После его работ спектральным анализом занялись многие другие астрономы. Вначале использовался визуальный спектроскоп, потом спектры стали фотографировать, а сейчас применяется также и фотоэлектрическая запись спектра. Спектральные приборы с фотографической регистрацией спектра обычно называют *спектрографами*, а с фотоэлектрической — *спектрометрами*.

На рис. 7.15 дана оптическая схема призменного спектрографа. Перед призмой находятся щель и объектив, которые образуют коллиматор. Коллиматор посылает на призму параллельный пучок лучей. Коэффициент преломления материала призмы зависит от длины волны. Поэтому после призмы параллельные пучки, соответствующие различным длинам волн, расходятся под разными углами, и второй объектив (камера) дает в фокальной плоскости спектр, который фотографируется. Если в фокальной плоскости камеры поставить вторую щель, то спектрограф превратится в *монохроматор*. Перемещая вторую щель по спектру или поворачивая призму, можно выделять отдельные узкие участки спектра. Если теперь за выходной щелью монохроматора поместить фотоэлектрический приемник, то получится *спектрометр*.

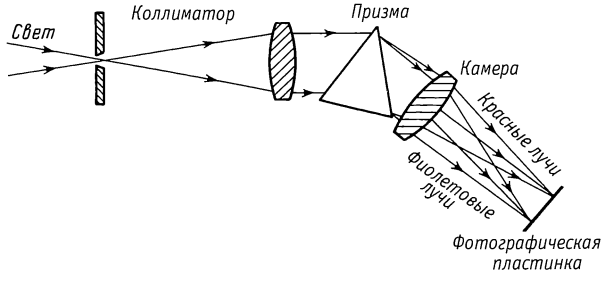


Рис. 7.15. Оптическая схема призменного спектрографа

Наряду с *призменными* спектрографами и спектрометрами широко применяются *дифракционные*. В этих приборах вместо призмы диспергирующим (т. е. разлагающим на спектр) элементом является дифракционная решетка. Наиболее часто используются отражательные дифракционные решетки.

Отражательная решетка представляет собой алюминированное зеркало, на котором нанесены параллельные штрихи. Расстояние между штрихами и их глубина сравнимы с длиной волны. Например, дифракционные решетки, работающие в видимой области спектра, часто делаются с расстоянием между штрихами 1,66 мкм (600 штрихов на 1 мм). Штрихи должны быть прямыми и параллельными друг другу по всей поверхности решетки, и расстояние между ними должно сохраняться постоянным с очень высокой точностью. Изготовление дифракционных решеток поэтому является наиболее трудным из оптических производств.

Получая спектр с помощью призмы, мы пользуемся явлением преломления света на границе двух сред. Действие дифракционной решетки основано на явлениях другого типа — дифракции и интерференции света. Не объясняя в деталях

принцип работы дифракционной решетки (он изучается в курсе физики), мы заметим лишь, что она дает, в отличие от призмы, не один, а несколько спектров. Это приводит к определенным потерям света по сравнению с призмой. В результате, применение дифракционных решеток в астрономии долгое время ограничивалось исследованиями Солнца. Указанный недостаток был устранен, когда стали придавать штрихам решетки определенный профиль, такой, что большая часть энергии концентрируется в одном спектре, в то время как остальные оказываются сильно ослабленными. Такие решетки называются направленными или *эшелеттами*.

Плоская (т. е. нанесенная на плоском зеркале) дифракционная отражательная решетка используется также как призма — с коллиматором и камерой. Изготавливаются также вогнутые дифракционные решетки, которые строят сразу изображение щели, развернутое в спектр.

Основной характеристикой спектрального прибора является *спектральная разрешающая сила*

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \tag{7.7}$$

где $\Delta\lambda$ — минимальный промежуток между двумя близкими линиями, при котором они регистрируются как раздельные. Чем больше разрешающая сила, тем более детально может быть исследован спектр и тем больше информации о свойствах излучающего объекта может быть в результате получено.

Другой важной характеристикой спектральных аппаратов является *угловая дисперсия*

$$C = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}, \tag{7.8}$$

где $\Delta\alpha$ — угол между параллельными пучками, прошедшими диспергирующий элемент и различающимися по длине волны на $\Delta\lambda$. Величина

$$C' = f\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}, \tag{7.9}$$

где f — фокусное расстояние камеры, называется *линейной дисперсией*, которая представляет собой масштаб спектра в фокальной плоскости камеры и выражается в миллиметрах на ангстрем. Иногда тот же термин применяется для величины $1/C'$ (размерность ангстрем/мм), хотя правильнее ее называть обратной дисперсией. Если говорят, что дисперсия спектрографа 250 Å/мм, это означает, что один миллиметр на спектрограмме соответствует интервалу длин волн $\Delta\lambda = 250$ Å.

Особенности оптической схемы и конструкции астрономических спектральных приборов сильно зависят от конкретного характера задач, для которых они предназначены. Спектрографы, построенные для получения звездных спектров (*звездные спектрографы*), заметно отличаются от *небулярных*, с которыми исследуются спектры туманностей. *Солнечные спектрографы* тоже имеют свои особенности. Мы не будем здесь рассматривать эти различия подробно, отметим лишь, что реальная разрешающая сила астрономических приборов зависит от свойств объекта. Если объект слабый, т. е. от него приходит слишком мало света, то его спектр нельзя исследовать очень детально, так как с увеличением разрешающей силы количество энергии, приходящейся на каждый разрешаемый элемент спектра, уменьшается. Поэтому самую высокую разрешающую силу имеют, естественно, солнечные спектральные приборы. У больших солнечных спектрографов она достигает 10^6. Линейная дисперсия этих приборов достигает 10 мм/Å (0,1 Å/мм).

При исследовании наиболее слабых объектов приходится ограничиваться разрешающей силой порядка 100 и дисперсиями порядка 1 000 Å/мм. Например, спектры слабых звезд получаются с помощью *объективной призмы*, которая является простейшим астрономическим спектральным прибором. Объективная призма ставится прямо перед объективом телескопа, и в результате изображения звезд растягиваются в спектр. Камерой служит сам телескоп, а коллиматор не нужен, поскольку свет от звезды приходит в виде параллельного пучка. Такая конструкция делает минимальными потери света из-за поглощения в приборе. На рис. 7.16 приведена фотография звездного поля, полученная с объективной призмой (спектры расширены в направлении, перпендикулярном дисперсии смещения телескопа).

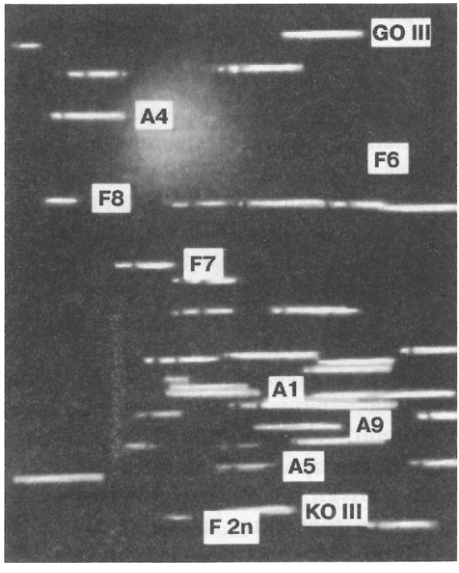


Рис. 7.16. Фотография звездных спектров, полученная с объективной призмой. Для некоторых звезд указан спектральный класс

Грубое представление о спектральном составе излучения можно получить с помощью *светофильтров*. Широко распространены абсорбционные светофильтры, например из окрашенного стекла (рис. 7.17). Узкие участки спектра (10–100 Å) выделяются при помощи *интерференционных* светофильтров. Еще более узкие участки спектра (шириной около 1 Å) выделяют *интерференционно-поляризационные светофильтры*.

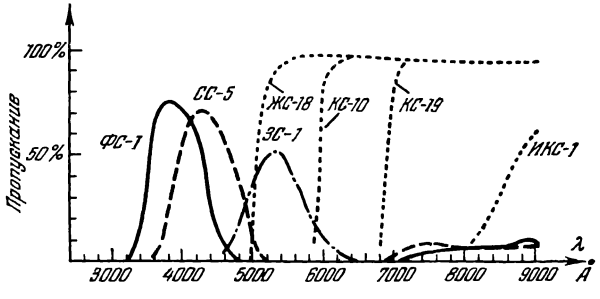


Рис. 7.17. Кривые пропускания некоторых светофильтров из окрашенного стекла

С помощью узкополосных светофильтров можно получить изображение объекта в каком-либо интересном участке спектра, например сфотографировать солнечную хромосферу в лучах H_α, солнечную корону в зеленой и красной линиях, газовые туманности в эмиссионных линиях.

§ 7.6. Радиотелескопы

Космические тела излучают электромагнитную энергию в очень широком диапазоне частот — от гамма-излучения до самых длинных радиоволн. Радиоизлучение от космических объектов принимается специальными установками, называемыми *радиотелескопами*, которые состоят из антенны и очень чувствительного приемника. В настоящее время космическое радиоизлучение исследуется в длинах волн от одного миллиметра до нескольких десятков метров. Антенны радиотелескопов, принимающих миллиметровые, сантиметровые, дециметровые и метровые волны, чаще всего представляют собой параболические отражатели, подобные зеркалам обычных астрономических рефлекторов. В фокусе параболоида устанавливается облучатель — устройство, собирающее радиоизлучение, которое направляется на него зеркалом. Облучатель передает принятую энергию на вход приемника. После усиления и детектирования сигнал регистрируется на ленте самопишущего электроизмерительного прибора и поступает в память ЭВМ для дальнейшей обработки.

Радиоастрономические зеркала не требуют такой высокой точности изготовления, как оптические. Чтобы зеркало не давало искажений, его отклонение от заданной параболической формы не должно превышать, как уже упоминалось, $\lambda/8$, а длины волн λ в радиодиапазоне намного больше, чем в оптическом. Например, для волны $\lambda = 10$ см достаточно иметь точность изготовления зеркала около 1 см. Более того, зеркало радиотелескопа можно делать не сплошным: например, натянуть металлическую сетку на каркас, придающий ей приблизительно параболоидальную форму. Наконец, радиотелескоп можно сделать неподвижным, если заменить поворот зеркала смещением облучателя. Благодаря этим особенностям радиотелескопы могут намного превосходить по размерам оптические телескопы.

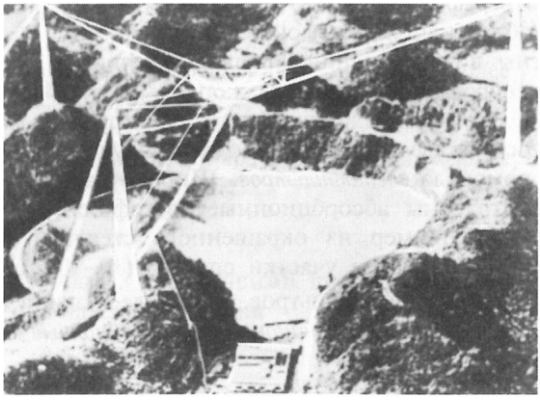


Рис. 7.18. 300-метровый радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико)

Самая большая в мире «полнопрофильная» (т. е. представляющая собой единое сплошное зеркало) радиоастрономическая антенна имеет диаметр 300 м. Она находится на обсерватории Аресибо в Пуэрто-Рико и установлена в естественном углублении (кратер потухшего вулкана), которому придали форму параболоида, закрепили бетоном и на бетон нанесли металлическое покрытие (рис. 7.18). Конечно, неподвижная антенна, направленная в зенит, не позволяет принимать радиоизлучение из любой точки небесной сферы, но благодаря суточному вращению Земли и возможности смещать облучатель значительная часть неба оказывается доступной наблюдениям.

Радиоастрономические зеркала меньших размеров устанавливают на вертикально-азимутальной или экваториальной монтировке. Самая большая антенна такого типа (диаметр 100 м, рис. 7.19) находится в ФРГ (Бонн). Подобные гигантские антенны не могут, однако, работать на миллиметровых волнах, так как сделаны

недостаточно точно (при диаметре в несколько десятков метров выдержать параболическую форму с точностью, например, до нескольких десятых долей миллиметра — задача очень трудная). Среди высокоточных инструментов, пригодных для работы на самых коротких волнах, к числу наилучших принадлежат два советских 22-метровых радиотелескопа (один в физическом институте им. П. Н. Лебедева, другой — в Крымской астрофизической обсерватории).



Рис. 7.19. 100-метровый радиотелескоп Радиоастрономического института им. Макса Планка (Бонн, ФРГ)

Радиотелескопы очень большого размера могут быть построены из большого количества отдельных зеркал, фокусирующих принимаемое излучение на один облучатель. Примером является радиотелескоп РАТАН-600 (расшифровывается как «радиотелескоп Академии наук, диаметр 600 м»), который установлен вблизи станицы Зеленчукской (недалеко от 6-метрового рефлектора) и представляет собой замкнутое кольцо диаметром около 600 м, состоящее из 900 плоских зеркал, размером $2 \times 7{,}4$ м, образующих сегмент параболоида (рис. 7.20). При малых зенитных расстояниях может работать все кольцо, а при

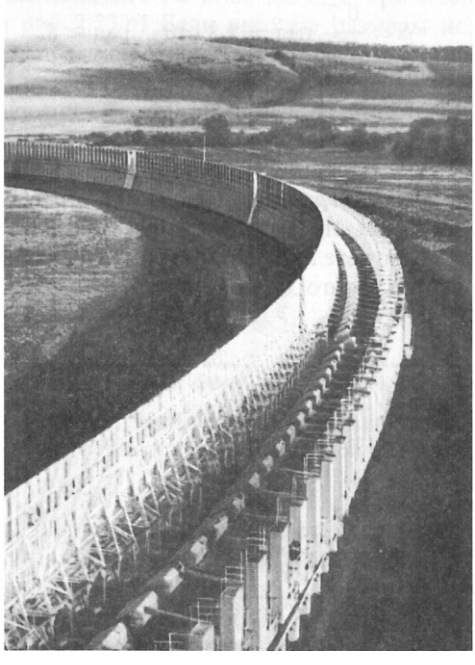


Рис. 7.20. РАТАН-600 — радиотелескоп Специальной Астрофизической обсерватории Российской академии наук

больших — некоторая его часть. Антенны такого типа называются *антеннами с незаполненной апертурой*.

На волнах длиной от нескольких метров и более параболические антенны не применяются. Здесь используются системы, состоящие из большого количества дипольных антенн, электрическая связь между которыми обеспечивает необходимую для радиотелескопа направленность приема.

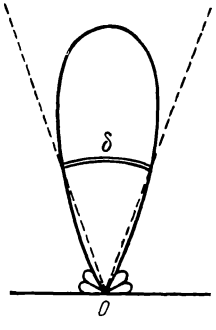


Рис. 7.21. Диаграмма направленности антенны

Для описания угловой разрешающей силы радиотелескопа применяется специальная характеристика — *диаграмма направленности*. Диаграммой направленности называется зависимость чувствительности радиотелескопа от положения точечного источника радиоизлучения по отношению к антенне. Радиотелескоп с симметричной параболической антенной имеет диаграмму направленности, симметричную относительно ее оси. Примерный вид такой диаграммы показан на рис. 7.21. *Угловое разрешение* радиотелескопа (т. е. минимальный угол между двумя источниками, которые регистрируются как отдельные) приблизительно равно ширине диаграммы направленности «по половине мощности» (угол δ на рис. 7.21). Физическая причина, ограничивающая теоретическое угловое разрешение, — это дифракция, так же как и в оптических телескопах.

Так как длины волн в радиодиапазоне очень велики, то радиоастрономические зеркала, несмотря на огромные размеры, значительно уступают по угловому разрешению оптическим. Так, 300-метровая антенна Аресибо на своей рабочей длине волны в 70 см может обеспечить угловое разрешение

$$\delta = \frac{0{,}7}{300}\ \text{рад} = 2{,}3 \cdot 10^{-3}\ \text{рад} \approx 8',$$

т. е. в несколько сотен раз хуже среднего практического предела оптического телескопа (1–2″). Тем не менее имеется способ, который позволяет сравнять разрешающую силу тех и других телескопов. Это можно сделать с помощью радиоинтерферометра.

Простейший *радиоинтерферометр* (рис. 7.22) представляет собой систему из двух антенн разнесенных на некоторое расстояние a, которое называется *базой интерферометра*. Облучатели обеих антенн передают сигналы по проводам («фидерам») на вход одного и того же приемника.

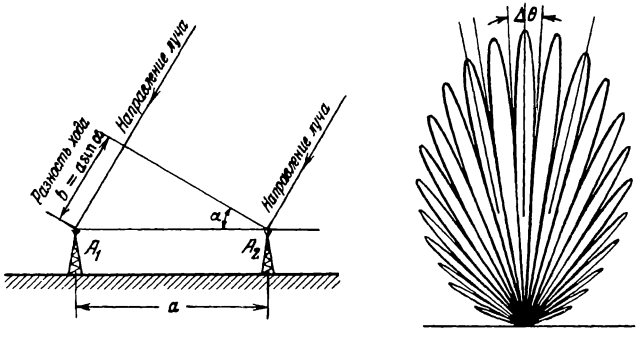


Рис. 7.22. Радиоинтерферометр; слева — схема двухантенного интерферометра; справа — его диаграмма направленности

На антенну A_1 электромагнитная волна приходит с некоторым запаздыванием по отношению к A_2. Если запаздывание («разность хода») равно целому числу длин волн,

$$b = a \sin \alpha = n\lambda,$$

то сигналы на входе приемника складываются, так как они приходят в одной фазе. Если же

$$b = \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda,$$

то сигналы вычитаются, так как приходят в противофазе. В результате диаграмма направленности интерферометра состоит из узких лепестков, угловое расстояние между максимумами (и минимумами) которых равно

$$\Delta\theta = \arcsin \frac{(n+1)\lambda}{a} - \arcsin \frac{n\lambda}{a} \approx \frac{\lambda}{a} \tag{7.10}$$

вдоль направления, параллельного базе. Эти узкие лепестки налагаются на широкую диаграмму направленности одиночной антенны, и полная диаграмма направленности (вернее, ее сечение плоскостью, проходящей через линию базы) имеет вид, показанный на рис. 7.22 справа.

Расстояние a может быть сделано очень большим:

$$a \gg D;$$

поэтому интерферометрами можно разрешить очень близко расположенные точечные источники.

Радиоизлучение точечного источника при наблюдениях с одиночной антенной записывается так, как показано на рис. 7.23 *а*, а при наблюдениях интерферометром — так, как на рис. 7.23 *б*. Если угловые размеры источника много больше, чем $\Delta\theta$, то источник практически не регистрируется интерферометром. Изменяя длину базы, можно определить размеры и распределение яркости источника вдоль одной координаты. Проделав такой же ряд измерений при другой ориентации базы, можно узнать распределение яркости и по другой координате.

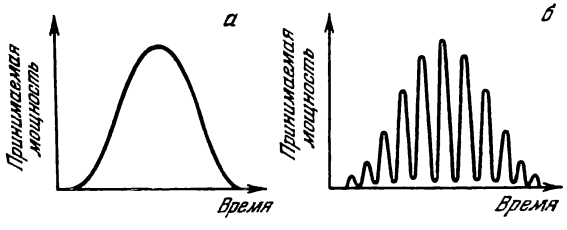


Рис. 7.23. Запись радиоизлучения точечного источника при прохождении его через диаграмму направленности: *а* — одиночной антенны, *б* — двухантенного интерферометра

Разработана методика радиоинтерферометрических наблюдений с использованием двух и более раздельных приемников. В этом случае антенны интерферометра могут быть разнесены на тысячи километров. С помощью таких систем в радиоастрономии удалось получить угловое разрешение порядка 10^{-4} секунды дуги — намного лучше, чем дают оптические телескопы. Разрабатываются проекты космических радиоинтерферометров, в которых одна из антенн с приемником устанавливается на искусственном спутнике Земли.

Благодаря мощному развитию радиоастрономической техники к настоящему времени исследовано радиоизлучение Солнца и Луны, планет Солнечной системы от Меркурия до Урана включительно, многих объектов, принадлежащих нашей Галактике (остатков сверхновых звезд, пульсаров, диффузных и планетарных туманностей, облаков межзвездного газа), радиоизлучение внегалактических объектов. В результате радиоастрономических наблюдений были обнаружены внегалактические объекты нового типа — квазары. Радиоастрономические исследования позволили получить очень важные результаты во многих разделах астрофизики.

С точки зрения наблюдательной астрономии радиодиапазон имеет некоторые особые преимущества перед оптическим. Так как радиоволны облаками не задерживаются, наблюдения на радиотелескопах ведутся и в облачную погоду. Кроме того, космические источники радиоизлучения могут наблюдаться днем так же хорошо, как и ночью, поскольку Солнце в радиодиапазоне «не подсвечивает» земную атмосферу.

Радиолокационная астрономия. Тела Солнечной системы (Солнце, планеты, спутники, крупнейшие астероиды) исследуются в радиодиапазоне не только при помощи радиоастрономических, но и радиолокационных методов. Принципиальная особенность *радиолокации* состоит в том, что она является экспериментальным, а не наблюдательным методом. Вся остальная наземная астрономия опирается на наблюдения, которые в отличие от эксперимента не предусматривают активного воздействия на предмет исследования (исключение составляет только лазерная локация Луны).

При радиолокационном эксперименте в направлении космического тела посылается мощный импульс радиоволн и принимается отраженный импульс. По запаздыванию отраженного импульса можно определить расстояние, по величине — коэффициент отражения. Форма импульса позволяет судить о размерах тела и степени гладкости его поверхности. Вращение исследуемого тела вызывает расширение импульса по частоте вследствие эффекта Доплера, и скорость вращения может быть определена по величине размытия. Исследуется даже отражение от отдельных деталей на поверхности планет. Конечно, такой способ годится только для объектов не очень удаленных; радиолокации никогда не удастся выйти за пределы Солнечной системы. В качестве важнейших достижений радиолокационного метода укажем на измерение расстояния до Венеры, которое привело к значительному уточнению астрономической единицы, а также на определение периода вращения и радиуса этой планеты. Получены также радиолокационные карты поверхности Венеры с Земли и с космических аппаратов, выведенных на орбиту искусственных спутников Венеры.

§ 7.7. Инфракрасная астрономия

На рис. 7.24 проведены кривые пропускания земной атмосферы в инфракрасном и частично в субмиллиметровом диапазоне. Они образуют ряд *окон прозрачности*, в которых можно наблюдать инфракрасное излучение небесных тел. Для этого используются как обычные оптические телескопы, так и инфракрасные. Отличие специализированных инфракрасных астрономических инструментов состоит в некоторых особенностях конструкции, обеспечивающих минимальный уровень теплового излучения телескопа. В качестве приемников излучения используются полупроводниковые фотосопротивления, вентильные фотоэлементы и *болометры*. Работа болометра основана на том, что его электрическое сопротивление зависит

от температуры, а температура — от потока падающего излучения. Чувствительность болометра не зависит, в принципе, от длины волны; приемники, обладающие таким свойством, называются *неселективными*. Естественно, что в инфракрасной астрономии применяются только самые чувствительные приемники. Тем не менее они уступают приемникам видимого диапазона по величине минимального потока излучения, доступного измерениям. Все эти инфракрасные приемники работают при низких температурах. Например, криогенные болометры требуют охлаждения до 2 К (жидкий гелий с откачкой). Для работы в области короче 5 мкм применяются приемники, охлаждаемые до 80 К (жидкий азот), а до 2,5 мкм — всего лишь до 200 К (твердая углекислота). Конструкция спектрометра или фотометра должна обеспечивать минимизацию теплового излучения прибора, попадающего на приемник. Для выделения излучения наблюдаемого объекта на фоне излучения аппаратуры и атмосферы используется *диаграммная модуляция*, при которой прибор быстро (с частотой порядка 10 Гц и более) переключается с участка неба, содержащего объект + фон, на расположенный рядом, содержащий только фон.

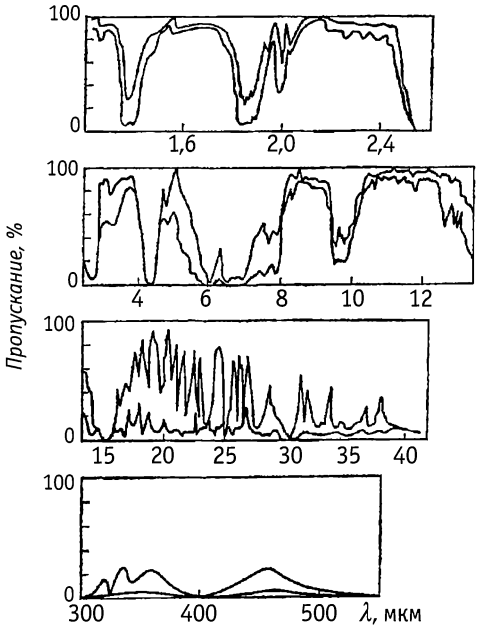


Рис. 7.24. Типичные характеристики пропускания атмосферы при наземных наблюдениях на уровне моря (нижние кривые) и на высоте около 4 км (верхние кривые)

Основным веществом, поглощающим инфракрасное излучение, является водяной пар. Его концентрация быстро уменьшается с высотой. Уже на высоте 10–12 км возможно проведение астрономических наблюдений практически во всем инфракрасном диапазоне, а на 30–40 км остаются только отдельные узкие линии поглощения.

Поэтому в инфракрасной астрономии успешно используются телескопы, установленные на самолетах и аэростатах. В США систематически проводятся астрономические наблюдения с борта самолетной обсерватории им. Дж. Койпера — одного из пионеров инфракрасной астрономии. Она представляет собой авиалайнер, на котором установлен инфракрасный телескоп диаметром около 1 м. Проводятся инфракрасные наблюдения и с аэростатов. Они могут подниматься до 40 км.

За исключением полос 4,3 и 15 мкм, принадлежащих углекислому газу, поглощение определяется главным образом водяным паром.

Полностью устранить мешающие эффекты поглощения и излучения можно только путем вывода инфракрасного телескопа в космос. При этом можно охладить до низких температур не только приемник, но и весь телескоп, что дает принципиально новое качество: способность измерять слабое инфракрасное излучение от протяженных источников, таких как облака галактической пыли, зодиакальный свет. Первый космический инфракрасный телескоп был выведен на околоземную орбиту в 1983 г. и полностью выполнил свою программу, рассчитанную на один год

(это время ограничивалось запасом жидкого гелия). Этот телескоп-спутник ИРАС (IRAS — Infrared Astronomical Satellite) был создан совместно тремя странами — США, Великобританией и Нидерландами (рис. 7.25). С его помощью было зарегистрировано инфракрасное излучение около 200 000 точечных и квазиточечных источников, в том числе звезд, галактик, астероидов, комет. Эти измерения проводились при помощи нескольких приборов, среди которых главным был набор инфракрасных приемников с фильтрами, выделявшими четыре широких диапазона, центрированных на длины волн 12, 25, 60 и 100 мкм.

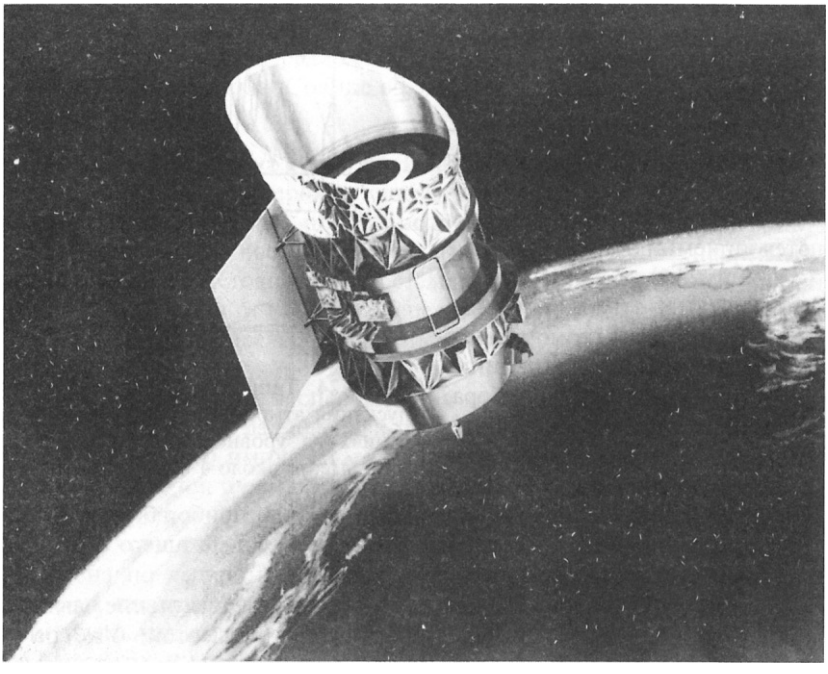


Рис. 7.25. Инфракрасный телескоп-спутник ИРАС

В 1995 г. был выведен на орбиту инфракрасный телескоп ИСО (ISO — Infrared Space Observatory) Европейского космического агентства. Он тоже охлаждался жидким гелием, но он был рассчитан на большее время работы (2 года) и его приборы имеют чувствительность, намного более высокую, чем у ИРАС. Наименее изучен субмиллиметровый диапазон — от 0,1 мм (т. е. 100 мкм) до 1 мм, и астрономическое «освоение» этого диапазона также стоит на очереди.

§ 7.8. Астрофизика высоких энергий

Астрофизика высоких энергий — один из наиболее молодых разделов астрофизики. Он охватывает исследования космических объектов по их излучению в рентгеновском и гамма-диапазонах. Излучение в этих диапазонах дает сведения о процессах, протекающих с участием частиц, обладающих высокой энергией, поэтому его наблюдения представляют большой интерес. Ниже мы дадим краткое

описание методов, применяемых в астрофизике высоких энергий. В заключение будет дано понятие о прямых исследованиях частиц высокой энергии (*космические лучи*), а также о *нейтринной астрономии*.

Рентгеновские обсерватории и спутники. Рентгеновский диапазон — это область примерно от 100–120 до 0,1 Å. Границы определяются более или менее условно. В рентгеновском и гамма-диапазоне обычно используют в качестве основной характеристики фотона не длину волны, а энергию. Рентгеновские фотоны имеют энергию от 100 эВ до 100 кэВ. Этот диапазон делится на две части: мягкое (< 1 кэВ) и жесткое (> 1 кэВ) рентгеновское излучение.

В качестве приемников излучения в мягком рентгеновском диапазоне используются, как правило, полупроводниковые матричные детекторы, аналогичные ПЗС (см. § 7.4). Они позволяют регистрировать изображение в рентгеновском диапазоне. Иногда они делаются многослойными, что дает возможность получить несколько изображений данного участка неба, соответствующих разным энергиям фотонов.

В жестком рентгеновском диапазоне применяются *сцинцилляционные детекторы*. Такой детектор состоит из кристалла, за которым находятся фотоумножители (ФЭУ). Когда в кристалл попадает рентгеновский фотон, возникает световая вспышка, которая регистрируется при помощи фотоумножителя.

Используются также *газовые ионизационные детекторы*. Такой детектор представляет собой трубку с газом, в который введены электроды. На электроды подано напряжение. Под действием рентгеновского фотона происходит ионизация и появляется импульс тока, который и регистрируется. Разработаны координатно-чувствительные детекторы, позволяющие определять место прихода фотона.

В рентгеновском диапазоне обычные телескопы уже не годятся, так как на таких коротких волнах их зеркала работают как матовая рассеивающая поверхность. Однако зеркальное отражение можно получить и в рентгеновском диапазоне, если излучение падает под очень косыми углами ($\geqslant 80°$ к нормали). Этот эффект используется в *телескопах косого падения* (рис. 7.26).

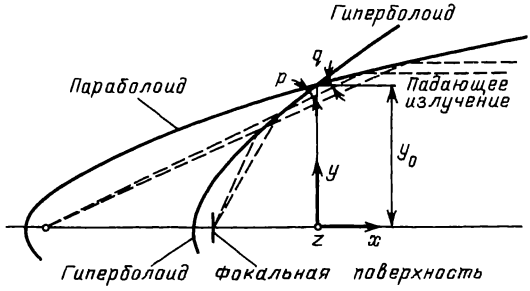


Рис. 7.26. Ход лучей в оптической схеме рентгеновского телескопа косого падения

Для получения изображения в рентгеновском диапазоне может быть использована также камера-обскура, однако ее эффективная площадь очень мала. Разработан вариант камеры-обскуры с большим числом отверстий, расположенных случайным образом (*камера с кодирующей маской*), что существенно повышает эффективную площадь. Изображение выделяется после соответствующей математической обработки сигналов координатно-чувствительного счетчика.

Первым в мире рентгеновским спутником-обсерваторией был американский «Ухуру» («Свобода» на языке суахили; запуск производился в Африке в 1970 г.). Он работал около трех лет и зарегистрировал около 200 источников. Затем были выведены на орбиту два рентгеновских спутника серии HEAO (High Energy Astronomical Observatory). Наиболее успешные результаты были получены с HEAO-2 (телескоп имени А. Эйнштейна, старт в 1978 г.). Была впервые использована оптика косого падения. Она строит настоящее изображение в поле около 1° в диапазоне

от 3 до 50 Å. Полная площадь зеркала такая же, как у 2,5-метрового телескопа, однако действующая площадь гораздо меньше (из-за косого падения эквивалентный диаметр всего 0,6 м). Аппаратура телескопа имени Эйнштейна примерно в 1 000 раз превосходила по чувствительности более ранние рентгеновские телескопы.

В 1987 г. был доставлен на орбиту и состыкован с орбитальным комплексом «Мир» астрофизический модуль «Квант», в состав которого входят четыре рентгеновских телескопа. Они перекрывают диапазон от 2 кэВ до 5 МэВ и имеют эффективную площадь порядка 10^3 см^2 каждый. Эти телескопы построены по принципу кодирующей маски. Примерно за два месяца до начала работы модуля «Квант» вспыхнула Сверхновая в Большом Магеллановом Облаке, и удалось провести уникальные наблюдения этого объекта.

В 1989 г. в СССР был выведен на орбиту спутник «Гранат», предназначенный для исследований в рентгеновском и гамма-диапазонах. Его номинальное «время жизни» — 3 года, но наблюдения продолжались до 1998 г.

Большой интерес представляют исследования Солнца в рентгеновском диапазоне. Для них были выведены на орбиту искусственные спутники «Иоко» (1991 г., Япония) и «Коронас-1» (1994 г., Россия).

Гамма-астрономия. Диапазон гамма-излучения делится на несколько участков: мягкое гамма-излучение (100 кэВ–8 МэВ), область промежуточных энергий (8–50 МэВ), область жесткого гамма-излучения (50 МэВ–10 ГэВ) и область сверхвысоких энергий (> 10 ГэВ). Мягкое гамма-излучение от космических источников наблюдают при помощи телескопов с механическими коллиматорами. В качестве приемников используются сцинциляционные счетчики, такие же по принципу действия как и для жестких рентгеновских фотонов. Жесткое гамма-излучение регистрируется трековыми детекторами, фиксирующими траекторию заряженных частиц, возникающих при поглощении гамма-фотона. Другой тип детектора жесткого рентгеновского излучения — комптоновский — тоже позволяет определять направление прихода фотона. В 1991 г. был выведен на орбиту спутник Compton Gamma-Ray Observatory, на котором первый раз был установлен такой детектор-телескоп.

Гамма-излучение генерируется в солнечных вспышках. Источниками гамма-излучения являются остатки сверхновых, пульсары, активные галактики. Известно несколько сотен дискретных источников гамма-излучения (только часть их отождествлена), хорошо изучен диффузный фон Галактики.

Специфическое явление представляют гамма-всплески. Их источники генерируют мощные импульсы гамма-излучения с характерной длительностью от нескольких секунд до десятков секунд. Они изучаются при помощи ненаправленных приемных устройств, установленных на нескольких удаленных космических аппаратах. Такие наблюдения позволяют определить точное (несколько минут) угловое положение источника по разнице во времени приема сигнала. Этот метод называется *космической триангуляцией*.

Наблюдения космического гамма-излучения сверхвысоких энергий, как это ни парадоксально, могут производиться с Земли. Дело в том, что фотоны таких высоких энергий создают в атмосфере ливни электронов и позитронов, сопровождающиеся оптическим черенковским излучением. Оно регистрируется при помощи грубых рефлекторов (используются, например, прожекторные зеркала), в фокусе которых установлены фотоумножители.

Космические лучи. Нейтринная астрономия. Частицы высокой энергии не только порождают излучение, но и сами попадают на Землю. Это протоны,

электроны, нейтроны, ядра гелия и более тяжелых элементов. Их энергии достигают 10^{21} эВ. Они приходят, в основном, из межзвездного пространства, но иногда их поток резко возрастает во время солнечных вспышек. Методы их регистрации зависят от энергии и природы частиц. Попадая в земную атмосферу они порождают каскады вторичных частиц. Их регистрируют трековыми детекторами, например, толстослойными фотоэмульсиями. Земное магнитное поле защищает нашу планету от космических лучей с энергией менее 10^9 эВ. Космические лучи меньших энергий изучаются при помощи аппаратуры, установленной на ракетах и спутниках.

Особо трудной задачей является регистрация нейтрино. Это элементарные частицы, которые очень слабо взаимодействуют с веществом. Нейтринные детекторы располагаются, глубокого под Землей (для защиты от фона космических лучей) и состоят из огромных количеств вещества «мишени» (вода, хлор, галлий, литий и др.), в котором идут ядерные реакции с участием нейтрино и порождаемых ими вторичных частиц. Продукты реакций извлекаются химическим путем. Первым и долгое время единственным результатом нейтринной астрономии было обнаружение солнечных нейтрино. Оказалось, что поток солнечных нейтрино существенно меньше, чем следовало из теоретических представлений о ядерных реакциях в недрах Солнца.

На пределе чувствительности были зарегистрированы нейтрино от Сверхновой в Большом Магеллановом Облаке вскоре после ее вспышки. Их появление интерпретируется как свидетельство рождения нейтронной звезды.

§ 7.9. Космические аппараты для исследований планет и малых тел Солнечной системы

В главе 9 будет рассказано об исследованиях тел Солнечной системы при помощи космических аппаратов, об их полетах к Луне, планетам, к комете Галлея. Эти космические аппараты представляют собой сложными автоматы, управляемые по командам с Земли и по программам, заложенным в бортовые электронно-вычислительные машины. Они носят название *автоматических межпланетных станций* (АМС). Пока только на Луну были совершены экспедиции с участием людей. В 20-х годах нынешнего тысячелетия ожидается полет космонавтов на Марс. Общая тенденция развития космонавтики состоит в постепенном продвижении человечества в космос. В качестве относительно близкой перспективы (20–40 лет) можно указать создание обитаемых долговременных станций на Луне и Марсе. Пока, однако, исследования проводятся автоматическими средствами.

Рассмотрим кратко основные характеристики и возможности АМС на примере космического аппарата «Вега». Он был разработан для решения трех задач в рамках одной космической экспедиции, или, по другой терминологии, миссии: 1) исследования атмосферы и поверхности Венеры при помощи посадочного аппарата, 2) изучение атмосферы Венеры при помощи аэростатных зондов, 3) исследования ядра и внутренних областей комы кометы Галлея (см. § 9.15). Для решения этих задач были использованы две идентичные по конструкции АМС: «Вега-1» и «Вега-2». Дублирование сделано с целью увеличения надежности, оно применялось в большинстве планетных миссий 70–80-х гг.

На рис. 7.27 показана траектория АМС «Вега». Время старта с Земли было специально подобрано так, чтобы, пролетев мимо Венеры и сбросив на нее спускаемый аппарат (который разделился на посадочный аппарат и аэростатный зонд), АМС встретилась с кометой Галлея во время прохождения ее через плоскость эклиптики. Такой выбор точки встречи обеспечивает минимум энергетических

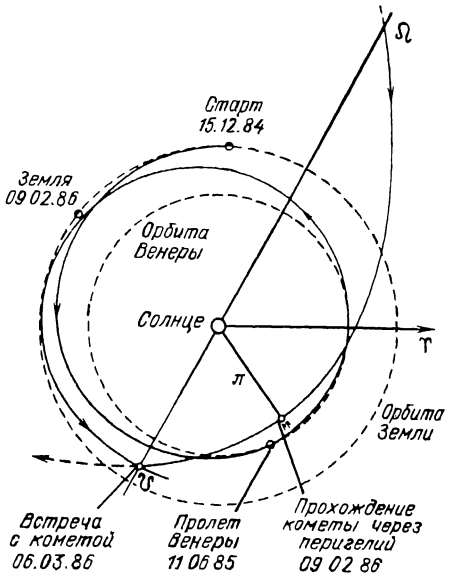


Рис. 7.27. Траектория полета АМС «Вега-1» и «Вега-2» к Венере и комете Галлея

затрат. Для уточнения траектории была предусмотрена возможность нескольких ее коррекций при помощи специального *маршевого двигателя*. Заметим, что АМС всегда стартует к телам Солнечной системы в два приема. Сначала она выводится на круговую орбиту около Земли, а затем с нее уже переходит на основную траекторию. Полет «Веги-1» и «Веги-2» к Венере занял около шести месяцев, а затем еще около девяти месяцев прошло до встречи с кометой Галлея, состоявшейся в марте 1986 г. (см. § 9.15).

На рис. 7.28 схематически дан общий вид АМС «Вега», а на рис. 7.29 общий вид посадочного аппарата. На корпусе АМС размещены приборы для исследования кометы — телевизионный комплекс, спектрометры оптического и инфракрасного диапазонов, масс-спектрометры для прямых исследований состава газа и пыли, приборы для исследования состава и энергетических характеристик кометной плазмы и др. Телевизионный комплекс и спектрометры установлены на автоматической поворотной платформе, направляющей их на область ядра кометы. Скорость встречи с кометой Галлея была очень большой — около 70 км/с, и большую опасность создавали удары кометных пылинок. Поэтому АМС защищалась специальными экранами, принимающими на себя эти удары.

АМС получает энергию от солнечных батарей, состоящих из большого числа кремниевых фотоэлементов. Связь с Землей поддерживалась при помощи антенн, радиопередатчиков и приемников (система связи). Во время пролета кометы Галлея скорость передачи информации составляла около 65 000 двоичных единиц в секунду. Приборы включались и выключались, меняли режим работ по командам, подаваемым от программно-временного управляющего устройства либо с Земли. Другая электронная система собирала и сортировала потоки информации от научных приборов. Сложная система, состоящая из оптических датчиков (фиксирующих направление на Солнце и яркую звезду) и двигателей малой тяги, поддерживала постоянную трехосную ориентацию АМС во время «сеанса» пролета кометы. Сложной задачей является обеспечение теплового режима — научные приборы и служебные системы сохраняют работоспособность только в ограниченном температурном диапазоне. Он поддерживается путем использования теплоизолирующих покрытий, радиаторов, электронагревателей, вентиляторов (в герметичных отсеках), расположенных в соответствующих местах.

Рассмотрим, как происходила посадка на Венеру. Когда АМС находилась уже не очень далеко от планеты, от АМС отделился спускаемый аппарат. Через двое суток он вошел в атмосферу и на высоте около 100 км начал тормозиться. На высоте около 70 км скорость его уменьшилась, примерно, до 100 м/с. Была отброшена защитная оболочка, состоящая из двух полусфер. Затем произошло разделение посадочного аппарата и аэростатного зонда (рис. 7.30). Около

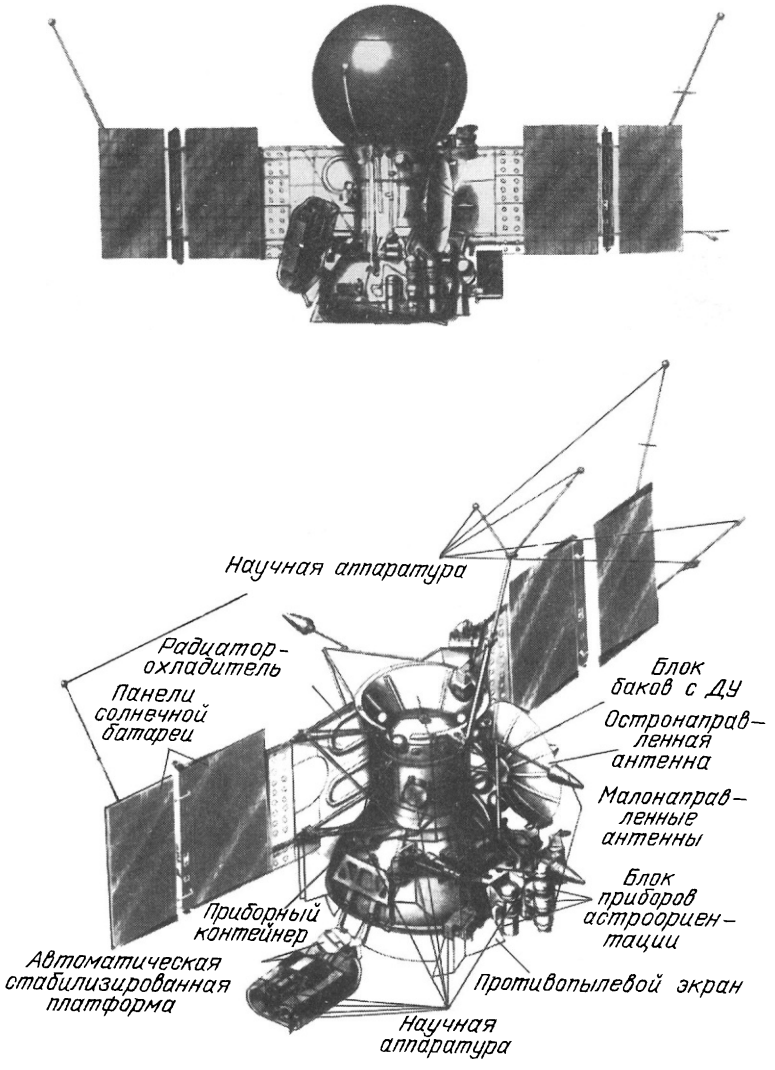


Рис. 7.28. Общий вид АМС «Вега». Верхний рисунок — вместе со спускаемым аппаратом, нижний — без него

10 мин они спускались затем на парашютах и достигли высоты около 50 км. На этой высоте парашюты были сброшены. Здесь была наполнена оболочка аэростатного зонда, после чего он всплыл до высоты 54 км и начал свободное плавание в атмосфере по приблизительно горизонтальной трассе. Посадочный аппарат продолжил снижение и через 50 мин после отделения парашюта совершил посадку.

Во время снижения посадочного аппарата при помощи установленных на нем приборов производились измерения характеристик атмосферы: температуры, давления, числа и размеров аэрозольных частиц, химического состава атмосферных газов и аэрозоля. После посадки проводились измерения состава грунта.

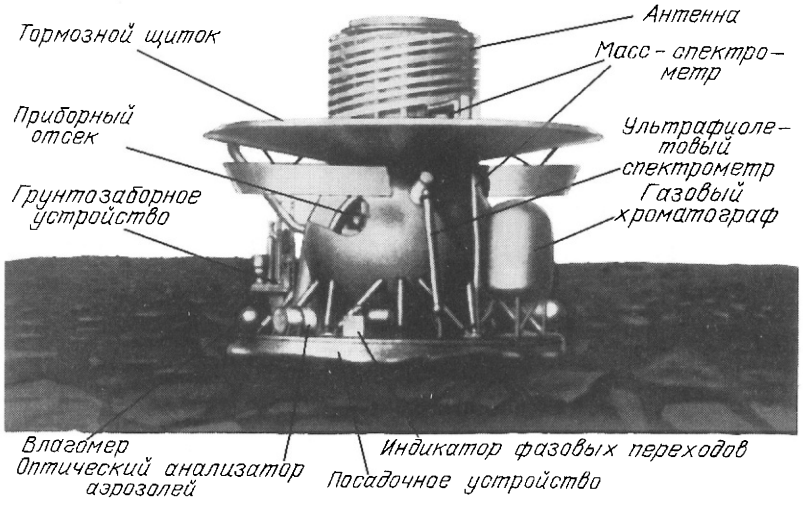


Рис. 7.29. Посадочный аппарат АМС «Вега»

Посадочные аппараты такого типа использовались для исследования Венеры многократно. Что же касается аэростатных зондов, то они являются стандартным средством метеорологических исследований на Земле, но в атмосфере другой планеты никогда до экспедиции «Вега» не использовались. Основной задачей аэростатных зондов было исследование атмосферных движений (горизонтальный и вертикальный ветер, турбулентность). Местоположение аэростатов систематически определялось с Земли методом сверхдлиннобазовой интерферометрии. Участвовало около 20 радиоастрономических антенн, расположенных по всему земному шару и принадлежащих разным странам. Кроме того, большинство научных приборов, установленных на АМС «Вега», были изготовлены с участием ученых и инженеров не только СССР, но и других стран. Миссия «Вега» показала, что международное

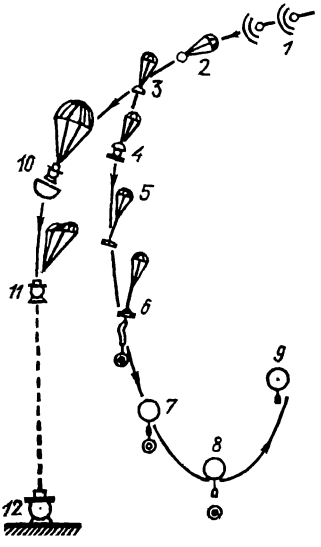


Рис. 7.30. Основные этапы снижения посадочного аппарата и ввода аэростатного зонда:
1 — вход в атмосферу, 2 — раскрытие парашюта удаляющего верхнюю полусферу (теплозащитная оболочка состоит из двух полусфер), 3 — удаление верхней полусферы, 4 — отделение аэростатного зонда, 5 — раскрытие парашюта, вытягивающего оболочку, 6 — развертывание и наполнение оболочки, 7 — отделение парашюта с системой наполнения, 8 — отделение балласта, 9 — выход аэростата на высоту дрейфа (54 км), 10 — сброс нижней полусферы, начало передачи телеметрической информации (63 км), 11 — отделение парашюта, 12 — посадка

сотрудничество в осуществлении больших проектов по исследованиям тел Солнечной системы весьма расширяет их возможности.

Для посадочного аппарата на Венере АМС служила ретранслятором телеметрических сигналов. Они передавались не сразу на Землю, а сначала на АМС. Это дает большой выигрыш в скорости передачи информации, так как на посадочном аппарате нельзя установить направленную на Землю антенну (потому, что не известна ориентация после посадки) и мощность передатчика ограничена. В то же время расстояние до АМС во время работы посадочного аппарата в 10^3-10^4 раз ближе, чем до Земли, и на борту АМС сигнал с него прекрасно принимается. А затем его посылают на Землю через большую остронаправленную антенну, причем передатчик на АМС гораздо мощнее.

Характерное «время жизни» посадочного аппарата на горячей поверхности Венеры было около часа, в течение которого он оставался в зоне видимости с АМС, которая не успевает за это время далеко улететь. Аэростатные зонды (АЗ) летали в атмосфере Венеры около двух суток, и ретрансляция была невозможна. Телеметрические сигналы АЗ передавались прямо на Землю, так сказать, «малой скоростью».

Самым драматическим моментом в экспедиции «Вега» был пролет АМС через кому кометы Галлея. Было выбрано не очень близкое расстояние до ядра — около 10 000 км, но и тут не было уверенности, что АМС не погибнет под ударами кометной пыли, однако все обошлось благополучно. В марте 1986 г. «Вега-1» и «Вега-2» «пронизали» кому, провели ее детальные исследования, а главное, получили впервые изображения кометного ядра (см. § 9.15).

Сейчас разрабатываются проекты новых экспедиций, таких как исследования Марса при помощи «марсоходов», доставка образцов вещества Марса, астероидов и кометных ядер на Землю и ряд других. Заметим однако, что полеты к телам Солнечной системы обходились очень дорого. В 90-х гг. начались поиски путей их удешевления. Один из них — это использование менее мощных ракет-носителей для запуска. Другой — отказ от дублирования запусков. И, наконец, еще один важный путь — миниатюаризация всех систем космических аппаратов и научных приборов на основе новых технологий.

Американский космический аппарат «Марс-Пасфайндер» совершивший посадку на Марс в июле 1997 г, является весьма успешным примером такой относительно недорогой экспедиции. Маленький марсоход, доставленный им на планету, несмотря на простоту и ограниченный радиус действия (несколько десятков метров) подтвердил, какие огромные возможности дает движущийся посадочный аппарат. Впервые это показали много лет назад на примере Луны наши луноходы (см. § 9.10), но это были аппараты гораздо более массивные и дорогие.



Вопросы и упражнения к Главе 7

1. В чем преимущества рефлекторов перед рефракторами и, наоборот, какие преимущества имеют рефракторы?
2. Телескоп имеет фокусное расстояние 20 м, диаметр 1 м и поле зрения 1°. Каковы его относительное отверстие, масштаб изображения и линейный диаметр поля зрения?
3. Каково теоретическое угловое разрешение крупнейших наземных телескопов («Кекк-1» и «Кекк-2»)?
4. В чем преимущества экваториальной монтировки перед вертикально-азимутальной и, наоборот, какие преимущества имеет вертикально-азимутальная? Какая из них использована в телескопах БТА и «Кекк»?

5. От каких факторов зависит проницающая сила телескопа?
6. Что такое адаптивная оптика?
7. Каков динамический диапазон глаза как приемника излучения? Фотографической эмульсии? Фотоумножителя? В последнем случае примите, что порог чувствительности равен 10^{-15} Вт, чувствительность 1 000 А/Вт, а максимально допустимый анодный ток 100 мкА.
8. Что такое красная граница фотоэффекта? Что такое темновой ток фотокатода? Есть ли между ними физическая зависимость и, качественно, какова она?
9. Фокусное расстояние камеры монохроматора 600 мм, линейная дисперсия 20 Å/мм. Какова его угловая дисперсия?
10. Какое угловое разрешение имеет радиоинтерферометр на длине волны 3 см, если база его 6 км?
11. Почему космические инфракрасные телескопы требуют глубокого охлаждения?
12. Почему для работы в рентгеновском диапазоне применяются телескопы косого падения?
13. Что такое сверхдлиннобазовая интерферометрия? Как она использовалась в космической экспедиции «Вега»?

Глава 8

Солнце

§ 8.1. Общие сведения о Солнце

Солнце — типичная звезда, свойства которой изучены подробнее и лучше, чем у других звезд, по причине исключительной близости к Земле. Мы не только кратко рассмотрим имеющуюся информацию о Солнце, но и несколько подробнее обсудим те его свойства, которые характерны для всех звезд. Это окажется весьма полезным в дальнейшем при изучении физической природы звезд.

Как и для всякой звезды, основными характеристиками Солнца являются *радиус*, *масса*, и *светимость*.

Радиус Солнца. Солнце представляется почти кругом[1)] с резко очерченным краем (*лимбом*). Строгое определение радиуса этого круга имеет принципиальное значение, поскольку у газового шара не может быть границы (поверхности), разделяющей области различных агрегатных состояний вещества. Обычно пользуются понятием *фотометрического края*, определяемого точкой перегиба в распределении яркости Солнца вблизи лимба для монохроматического излучения с длиной волны $\lambda = 5\,000$ Å. Радиус так определенного лимба будем называть *радиусом Солнца*.

Радиус Солнца несколько меняется в течение года вследствие изменения расстояния Земли от Солнца, вызванного эллиптичностью земной орбиты.

Когда Земля находится в перигелии (начало января), видимый диаметр Солнца составляет $32'35''$, а когда в афелии (начало июля) — $31'31''$. На среднем расстоянии от Земли (1 а. е.) видимый радиус Солнца составляет $960''$, что соответствует линейному радиусу

$$R_\odot = \frac{149{,}6 \cdot 10^6 \text{ км}}{206\,265''} \cdot 960'' = 696\,000 \text{ км}.$$

Таким образом, на расстоянии 1 а. е. угловой масштаб Солнца составляет 725,0 км на $1''$.

Поверхность сферы, описанной вокруг центра Солнца радиусом $R_\odot$, можно назвать *условной поверхностью* Солнца потому, что она близка к верхнему слою основной, самой глубокой части солнечной атмосферы (*фотосферы*), где достигается температурный минимум и наибольшая непрозрачность газов. Именно эти их свойства и обеспечивают резкость видимого края Солнца.

Масса Солнца получается из третьего закона Кеплера, примененного для Солнца и какого-либо из обращающихся вокруг него тел. Как было показано в § 2.19, она равна

$$\mathfrak{M}_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{33} \text{ г} \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ кг},$$

[1)] Сжатие, обусловленное медленным вращением, порядка 10^{-5}.

что дает среднюю плотность его вещества

$$\bar{\rho}_\odot = \frac{\mathfrak{M}_\odot}{(4/3)\pi R_\odot^3} = 1{,}41 \text{ г/см}^3.$$

Зная массу и размеры Солнца, легко найти *ускорение силы тяжести* на «поверхности» Солнца

$$g_\odot = \frac{G\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot^2} = 2{,}74 \cdot 10^4 \text{ см/с}^2 = 274 \text{ м/с}^2,$$

а также параболическую скорость убегания для Солнца $V_\odot = 617{,}7$ км/с.

Светимость Солнца составляет $3{,}8 \cdot 10^{33}$ эрг/с, или $3{,}8 \cdot 10^{26}$ Вт. Методам измерения этой величины посвящен § 8.3.

Вращение. Перемещение отдельных деталей по солнечному диску, а также лучевые скорости, получаемые по измерению смещений спектральных линий в различных точках свидетельствуют о регулярном движении вещества наружных слоев. Основной осесимметричный компонент этого движения называется *вращением Солнца*. Оно происходит вокруг некоторой оси. Плоскость, проходящая через центр Солнца и перпендикулярная этой оси, называется *плоскостью солнечного экватора*. Она образует с плоскостью эклиптики угол в $7°15'$ и пересекает условную поверхность Солнца по солнечному экватору. Угол между плоскостью экватора и радиусом, проведенным из центра Солнца в данную точку на его поверхности, называется *гелиографической широтой*.

Вращение Солнца обладает важной особенностью: его угловая скорость, определенная по перемещениям пятен, убывает по мере удаления от экватора (рис. 8.1), причем в среднем она равна $\omega = 14{,}4° - 2{,}7° \sin^2 B$, где B — гелиографическая широта. В этой формуле угловая скорость ω измеряется углом поворота за сутки.

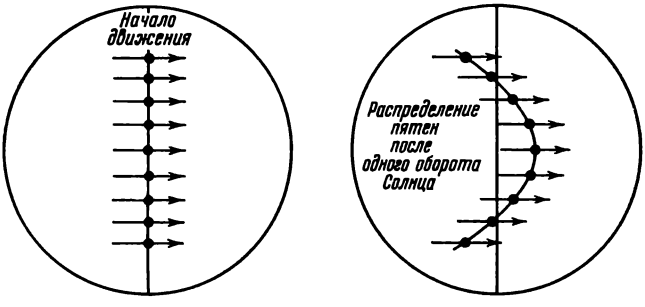


Рис. 8.1. Схема вращения Солнца. Слева — детали, расположенные вдоль центрального меридиана; справа — их положение после одного оборота Солнца вокруг своей оси

Таким образом, различные по широте зоны Солнца вращаются вокруг оси с различными периодами. Для точек экватора сидерический период составляет около 25 суток, а вблизи полюсов он достигает 30 суток. Вследствие движения Земли вокруг Солнца его вращение кажется земному наблюдателю чуть более медленным: синодический период вращения на экваторе составляет 27 суток, а у полюсов — 32 дня.

Поскольку Солнце вращается не как твердое тело, систему гелиографических координат нельзя жестко связать одновременно со всеми точками его «поверхности». Условно гелиографические меридианы, определяющие *кэррингтоновские долготы*,

жестко связывают с точками, имеющими гелиографические широты $B = \pm 16°$. Для них сидерический период обращения принят 25,38 суток, а синодический 27,28 суток. Начальным гелиографическим меридианом считается тот, который 1 января 1854 г. в 0^h по всемирному времени проходил через точку пересечения солнечного экватора с эклиптикой.

§ 8.2. Спектр и химический состав Солнца

Почти все наблюдаемое солнечное излучение (за исключением потока частиц-нейтрино, возникающих в самом центре Солнца, см. § 8.5), приходит к нам из внешних его слоев, которые в целом называются *солнечной атмосферой*. Ее строению будут посвящены § 8.8–8.11. В данном параграфе рассмотрим лишь общие характеристики солнечного излучения и его спектра.

В видимой области излучение Солнца имеет непрерывный спектр, на который накладывается несколько десятков тысяч темных линий поглощения (рис. 8.2), называемых фраунгоферовыми по имени немецкого физика Фраунгофера, описавшего эти линии в 1814 г. Наибольшей интенсивности непрерывный спектр достигает в сине-зеленой части спектра, в области длин волн 4 300–5 000 Å (см. рис. 6.8).

Солнечный спектр простирается в невидимые коротковолновую и длинноволновую области. Внеатмосферные наблюдения показывают, что до длин волн около 2 000 Å характер видимого солнечного спектра сохраняется. Однако в более коротковолновой области спектра он резко меняется: интенсивность непрерывного

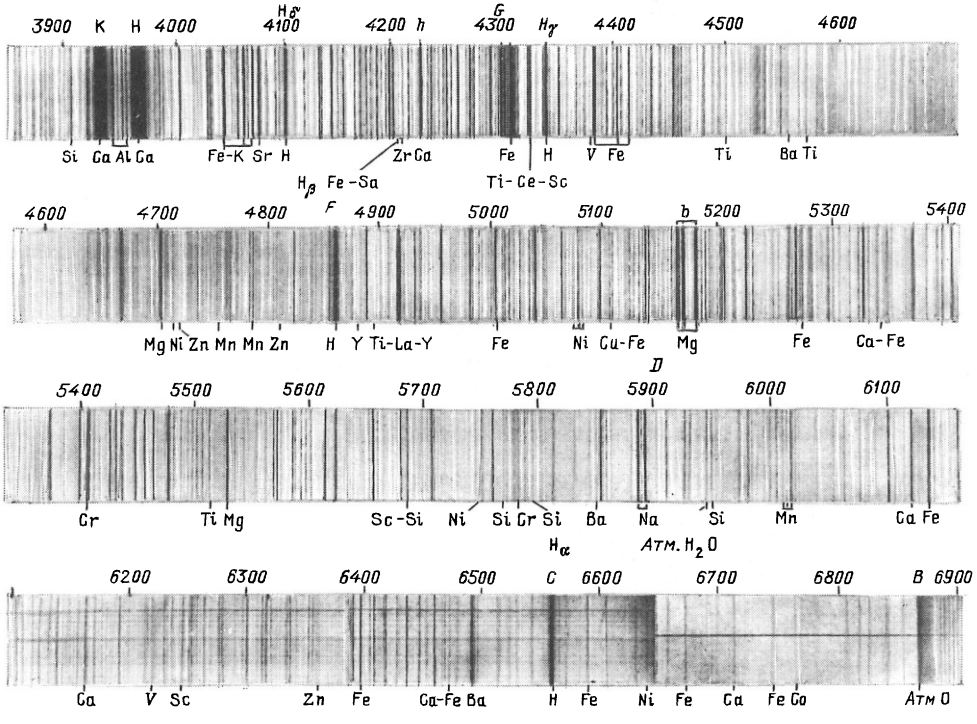


Рис. 8.2. Фотография видимого спектра Солнца

спектра быстро падает, а темные фраунгоферовы линии сменяются яркими эмиссионными (рис. 8.3).

Инфракрасная область солнечного спектра до 15 мкм частично поглощается при прохождении сквозь земную атмосферу (рис. 8.4). Здесь расположены полосы молекулярного поглощения, принадлежащие в основном водяным парам и углекислому газу. С Земли видны лишь некоторые участки солнечного спектра между этими полосами. Для длин волн, больших 15 мкм, поглощение становится полным, и спектр Солнца в этой области доступен наблюдениям либо с больших высот над уровнем моря, либо внеатмосферными методами. Поглощение солнечного излучения молекулами воздуха продолжает оставаться сильным вплоть до области радиоволн с длиной волны около 1 см, для которых земная атмосфера снова становится прозрачной. Оказалось, что интенсивность солнечного радиоизлучения в метровом диапазоне значительно больше, чем должна быть у тела с температурой 6 000 К. Ее убывание с ростом длины волны в диапазоне метровых волн

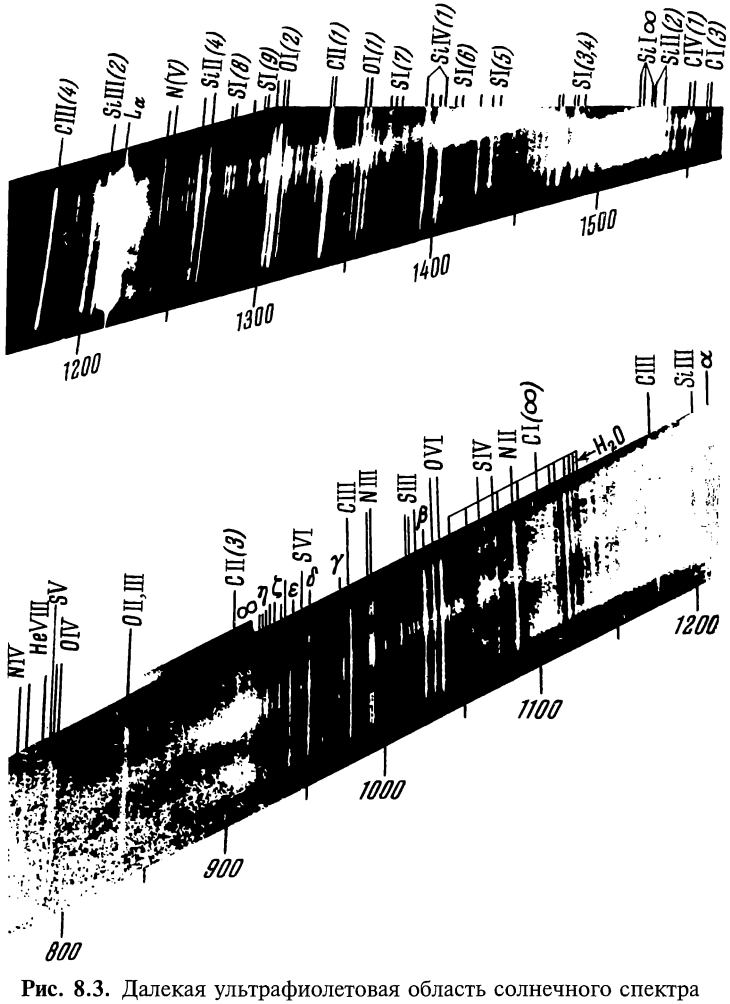


Рис. 8.3. Далекая ультрафиолетовая область солнечного спектра

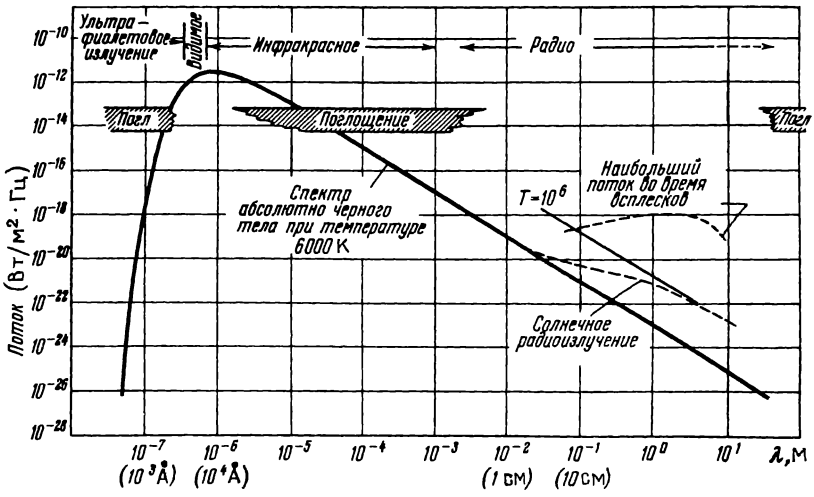


Рис. 8.4. Спектральная плотность потока солнечного излучения на расстоянии 1 а. е.

происходит так же, как и у абсолютно черного тела, имеющего температуру в миллион кельвинов. Другой важной особенностью радиоизлучения Солнца является его переменность, амплитуда которой увеличивается с ростом длины волны. Этим радиодиапазон существенно отличается от видимой области спектра, интенсивность излучения в которой в высокой степени постоянна. Подобной же переменностью обладают коротковолновое и рентгеновское излучения Солнца.

Важнейшей особенностью солнечного спектра, начиная от длины волны около 1 600 Å до инфракрасного диапазона включительно, является наличие более 20 тысяч фраунгоферовых линий поглощения. По длинам волн они в точности соответствуют линиям излучения различных элементов в спектре разреженного светящегося газа. Появление их в поглощении в спектре солнечной атмосферы обусловлено значительно большей ее *непрозрачностью* (см. § 6.5 и 6.6) к излучению в этих линиях, чем в соседнем непрерывном спектре. Поэтому наблюдаемое в них излучение фактически исходит из более внешних, менее нагретых и слабее излучающих слоев. Ослабление выходящего излучения усугубляется еще и тем, что атомы, поглотив излучение в линиях, тут же его переизлучают, но одинаково по всем направлениям. В итоге в направлении выходящего излучения интенсивность оказывается уменьшенной еще и по этой причине. Этот процесс называется *атомным рассеянием*[2]. Он весьма важен при образовании фраунгоферовых линий (особенно сильных). В основном он-то и определяет темп падения температуры при переходе к более внешним слоям солнечной атмосферы. Характер (форма, глубина, ширина) линий поглощения позволяет судить о температуре на разных глубинах в атмосфере Солнца, а также об относительном числе поглощающих и рассеивающих атомов различных химических элемента в ней, т. е. о химическом составе внешних слоев Солнца (см. § 6.6).

[2] При рассеянии частоты поглощенного и переизлученного квантов могут различаться, что приводит к искажению спектра, например, к депрессии в центре сильных эмиссионных линий. Другой важный процесс – *истинное поглощение*, когда в момент возбуждения атомы испытывают столкновения, чаще с электронами, передавая им энергию своего возбуждения и увеличивая скорости тепловых движений частиц, а тем самым и температуру газа. От таких процессов во многом зависит соотношение между потоком излучения и кинетической температурой газа.

Самая сильная, точнее — широкая, линия поглощения солнечного спектра находится в далекой ультрафиолетовой области. Это — резонансная линия водорода L_α (Лайман-альфа), центр которой приходится на длину волны 1 216 Å. Однако, как видно из рис. 8.3, на эту длину волны приходится также самая мощная линия излучения солнечного спектра. Это та же линия L_α, но возникшая в более высоких слоях солнечной атмосферы (см. рис. 8.3 и § 8.10). Линия поглощения настолько широка, что на фотографии даже не видна как линия, а проявляется в виде депрессии с уменьшением общего фона непрерывного спектра на протяжении сотен ангстремов в обе стороны от длины волны $\lambda = 1216$ Å.

В видимой области наиболее широкими и сильными являются фраунгоферовы резонансные линии H и K ионизованного кальция. После них по интенсивности идут первые линии бальмеровской серии водорода H_α, H_β, H_γ, затем резонансные линии натрия D_1 и D_2, линии магния, железа, титана и других элементов (см. рис. 8.2). Огромное число более слабых линий принадлежит свыше 80 известным химическим элементам из таблицы Менделеева, изученным в лаборатории. Присутствие этих линий в спектре Солнца свидетельствует о наличии в солнечной атмосфере соответствующих элементов. Таким путем установлено присутствие на Солнце водорода, гелия, азота, углерода, кислорода, магния, натрия, кальция, железа и многих других элементов.

Для количественного определения содержания различных химических элементов на Солнце необходимо применить метод, описанный в § 6.9. Оказалось, что атмосфера Солнца имеет тот же химический состав, что и другие космические объекты (кроме Земли и других планет), среднее содержание элементов в которых приведено в табл. 6.3.

Преобладающим элементом на Солнце является водород. По числу атомов его примерно в десять раз больше, чем всех остальных элементов вместе взятых, и на его долю приходится около 70 % всей массы Солнца (водород — самый легкий элемент).

Следующим по распространенности элементом является гелий — около 28 % массы Солнца. Однако, хотя спектральные линии гелия, как и сам этот элемент, были обнаружены на Солнце раньше, чем на Земле, прямые измерения солнечного спектра не позволяют получить надежную оценку его содержания. Наиболее вероятное значение — около 28 % по массе (т. е. 0,1 по числу атомов) — в настоящее время получено косвенным путем (см. § 8.7). На остальные элементы, вместе взятые, приходится не более 2 %. В некоторых случаях важно знать содержание элементов, обладающих определенными свойствами. Так, например, число атомов металлов в атмосфере Солнца почти в 10 000 раз меньше, чем водорода.

§ 8.3. Светимость Солнца и ее измерение

Для многих задач астрофизики и геофизики важно знать точное значение мощности излучения всего Солнца, т. е. его *светимость*, а также *энергетическую освещенность* от Солнца на расстоянии 1 а. е. Последняя величина называется *солнечной постоянной* и определяется как *полное количество лучистой солнечной энергии, проходящей за единицу времени через единицу площади, перпендикулярной направлению на Солнце и расположенную за пределами земной атмосферы, на расстоянии* 1 *а. е.* В настоящее время значение солнечной постоянной известно с погрешностью около ±0,3 %:

$$Q = (1366 \pm 4)\ \text{Вт/м}^2 \approx 1{,}95\ \text{кал/(см}^2 \cdot \text{мин}).$$

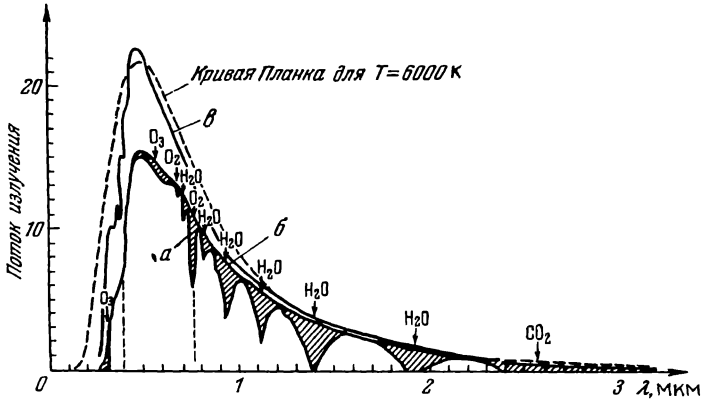


Рис. 8.5. Запись интегрального солнечного спектра от всего диска (*а*), «сглаженная» кривая (*б*) и внеатмосферное распределение энергии в излучении от центра солнечного диска (*в*). Заштрихована энергия, поглощаемая в линиях и полосах поглощения земной атмосферы

Умножая эту величину на площадь сферы с радиусом в 1 а. е., получим полное количество энергии, излучаемой Солнцем по всем направлениям в единицу времени, т. е. его болометрическую светимость. Она равна $3{,}84 \cdot 10^{26}$ Дж/с. Единица условной поверхности Солнца (1 м^2) излучает 63,1 МВт.

Систематические измерения солнечной постоянной были организованы около 100 лет тому назад с целью уточнить ее величину и пределы возможных ее изменений. Наблюдения производились с поверхности Земли, где поток солнечного излучения уменьшается из-за поглощения и рассеяния в земной атмосфере и составляет 800–900 Вт/м^2. Было разработано несколько вариантов специализированных приборов, называемых *пиргелиометрами* (или радиометрами). Их задача — измерить в абсолютных энергетических единицах полное количество солнечной энергии, падающее за определенное время на площадку известной величины. Показания пиргелиометра отличаются от солнечной постоянной из-за эксцентриситета орбиты Земли (см. упр. 1 к гл. 8) и из-за ослабления излучения в атмосфере (рис. 8.5). Объективные трудности учета атмосферных искажений ограничивают точность наземных определений величины солнечной постоянной до $\pm 1\%$. В результате тщательного математического анализа многолетних наземных измерений с пиргелиометрами было установлено, что возможные вариации солнечной постоянной не должны превышать нескольких десятых долей процента.

Реальные изменения солнечной постоянной были обнаружены после размещения высокоточных радиометров на спутниках. Эти вариации можно разделить на две составляющие: 1) долгопериодические порядка 0,1%; в течение последних 20-ти лет XX столетия они по фазе совпали с 21-м и 22-м 11-летними циклами солнечной активности: в максимумах этих циклов солнечная постоянная возрастала, а в минимумах — убывала; 2) краткосрочные вариации с характерным временем в несколько суток и амплитудой от $+0{,}2\%$ до $-0{,}4\%$, обусловленные прохождением по солнечному диску ярких факелов и темных пятен (природу этих образований мы рассмотрим в § 8.12). Таким образом, Солнце, строго говоря, является переменной звездой. Его болометрическую переменность иллюстрирует рис. 8.6, на котором видно, что показания радиометров изменяются со временем подобно друг другу, но заметно

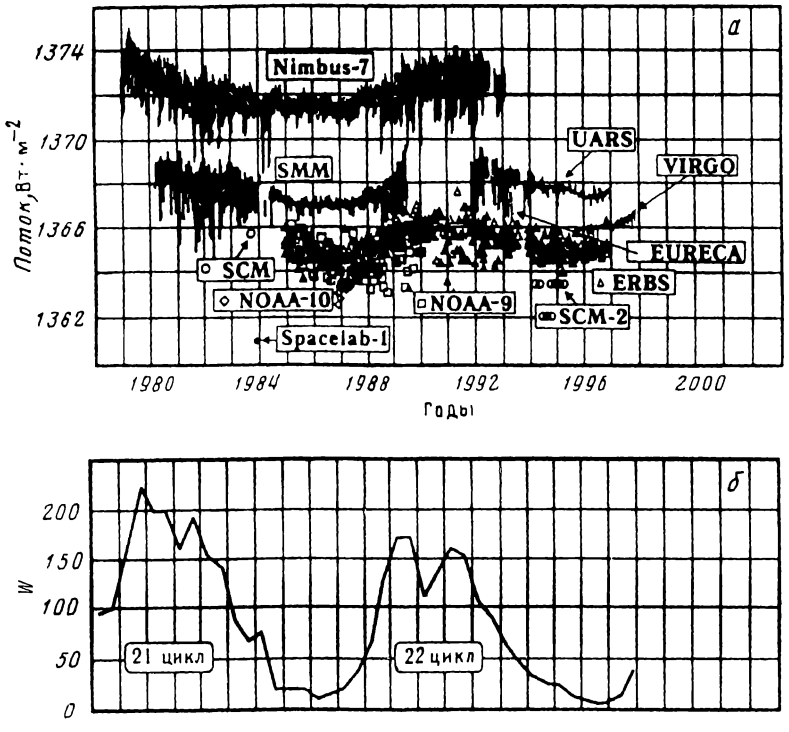


Рис. 8.6. Результаты измерения солнечной постоянной при помощи различных ИСЗ за период циклов 21 и 22 (*а*); изменение числа солнечных пятен W (*б*)

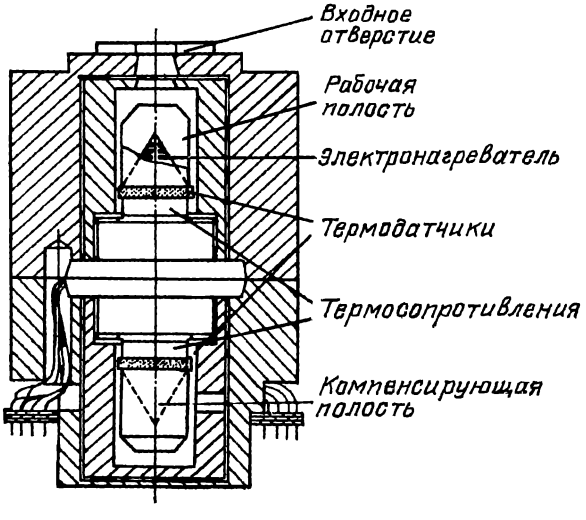


Рис. 8.7. Схема полостного радиометра

различаются по абсолютной величине. Следовательно, внутренняя точность измерений конкретного прибора существенно выше точности его абсолютной калибровки.

Для калибровки радиометров используют метод электрического замещения, основанный на выравнивании теплового эффекта от солнечного излучения и электрического тока. Для этого приемник лучистой энергии и электронагревательный элемент совмещают в единой конструкции. Чтобы излучение поглощалось практически полностью, приемник изготавливают обычно в виде зачерненной полости. Полость последовательно освещается Солнцем и затеняется для нагревания током. Иногда применяют два идентичных приемника — один освещенный, а другой затемненный,

но нагреваемый током. Эквивалентность замещения определяется с помощью термочувствительных датчиков. Мощность тока замещения измеряется и служит мерой солнечной постоянной. Каждый изготовленный радиометр тщательно исследуют для определения поправок к его показаниям. В частности, находят поправки за неполное поглощение солнечного излучения и за некоторую неэквивалентность замещения. На рис. 8.7 изображена схема одного из современных радиометров.

§ 8.4. Температура внешних слоев Солнца

В § 6.8 было показано, что по яркости излучения тела можно судить о температуре внешних его слоев. Рассмотренные методы определения температуры были проиллюстрированы на примере Солнца (см. рис. 6.8).

Проанализируем результаты применения этих методов. Определяемая полным потоком излучения эффективная температура Солнца, оказалась около 5 780 К, в то время как положение максимума излучения в спектре Солнца соответствует температуре, определенной по закону Вина, около 6 750 К. По относительному распределению энергии в различных участках спектра даже в пределах только видимой области видно, что температура разная. Так, например, в интервале длинн волн 4 700–5 400 Å относительное распределение энергии такое же, как у тела с температурой 6 500 К, а рядом, в области длин волн 4 300–4 700 Å, — около 8 000 К. В еще более широких пределах меняется по спектру яркостная температура T_B, которая на участке спектра 1 000–2 500 Å меняется от 4 500 до 5 000 К, проходя при этом через минимальное значение около 4 200 К в окрестности длин волн $\approx$ 1 500 Å. В зеленых лучах (5 500 Å) T_B близка к 6 400 К, а в радиодиапазоне (метровые волны) достигает миллиона кельвинов. Для наглядности все перечисленные результаты сведены в табл. 8.1.

Различие между «температурами», приведенными в табл. 8.1, имеет принципиальное значение и приводит к важному выводу о том, что излучение Солнца отличается от излучения абсолютно черного тела. В противном случае все значения температур, приведенные в табл. 8.1, были бы одинаковыми. Главная причина этого в том, что непрозрачность и температура солнечного вещества меняются с глубиной. Действительно, непрозрачность сильно нагретых газов неодинакова для излучения различных длин волн. В ультрафиолетовых лучах поглощение больше, чем в видимых. Горячий газ сильнее всего поглощает радиоволны. Поэтому радио, ультрафиолетовое и видимое излучения приходят соответственно от все более и более глубоких слоев Солнца. Учитывая наблюдаемую зависимость яркостной температуры от длины волны, получаем, что где-то вблизи условной поверхности Солнца расположен слой, обладающий минимальной температурой (около 4 200 К), который можно наблюдать как в далеких ультрафиолетовых лучах в области 1 500–1 600 Å, так и в инфракрасных лучах в области длин волн $\sim$ 0,2 мм. Выше и ниже этого слоя температура быстро растет. Учитывая, что в более глубоких, ненаблюдаемых слоях Солнца температура может только расти, можно прийти к выводу о высокой температуре всюду на Солнце за исключением некоторого слоя, где она падает не ниже, чем до 4–5 тысяч кельвинов, где вещество частично может находиться в молекулярном состоянии. Всюду в остальных слоях оно находится в атомарном и сильно ионизованном состоянии.

Таблица 8.1. Результаты определения «температуры» внешних слоев Солнца различными методами

Метод	Результат, T, К	Название температурного параметра, характеризующего излучение
По максимуму излучения (закон Вина)	6 750	—
По общему потоку излучения (закон Стефана—Больцмана)	5 770	Эффективная температура
По интенсивности монохроматического излучения (формула Планка)		
$\lambda = 1\,000$ Å	4 500	Яркостная температура
$\lambda = 1\,500$ Å	4 200	»
$\lambda = 2\,000$ Å	4 700	»
$\lambda = 2\,500$ Å	5 000	»
$\lambda = 4\,000$ Å	6 500	»
$\lambda = 6\,000$ Å	6 200	»
$\lambda = 8\,000$ Å	6 000	»
$\lambda = 0{,}2$ мм	4 400	»
$\lambda = 1$ м	1 000 000	»
По относительному распределению энергии в интервале		
4 700–5 400 Å	6 500	Цветовая температура
4 300–4 700 Å	8 000	»

§ 8.5. Внутреннее строение Солнца

Физические условия в недрах. Одновременно с ростом температуры с глубиной в подфотосферных слоях Солнца должно возрастать и давление, определяемое весом вышележащих слоев. Плотность также увеличивается. В каждой внутренней точке Солнца должно выполняться так называемое *условие гидростатического равновесия*, означающее, что разность давлений, испытываемых каким-либо элементарным слоем (например, AB на рис. 8.8 *а*), должна уравновешиваться гравитационным притяжением всех более глубоких слоев. (В силу сферической симметрии, как показал еще Ньютон, внешние слои не дают вклада в силу тяжести.) Если давление на верхней границе слоя (A) обозначить через P_1, а на нижней (B) — через P_2, то равновесие будет иметь место при условии, что

$$P_2 - P_1 = \rho g H, \tag{8.1}$$

где ρ — средняя плотность слоя AB, H — его толщина, а g — соответствующее значение ускорения силы тяжести. Среднюю плотность ρ можно положить равной среднему арифметическому значений плотности ρ_1 и ρ_2 на верхней и нижней границах слоя AB:

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2). \tag{8.2}$$

Используя уравнение состояния газа (6.9)[3], получим

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2) = \frac{\mu}{2\mathrm{R}_g T}(P_1 + P_2). \qquad (8.3)$$

Подставляя это значение ρ в формулу (8.1), имеем

$$P_2 - P_1 = \frac{P_2 + P_1}{2}\frac{\mu g}{\mathrm{R}_g T}H. \qquad (8.4)$$

Выражение $\mathrm{R}_g T/(\mu g)$ измеряется в единицах длины и имеет важный физический смысл: если температура слоя постоянна, а толщина его составляет

$$H = H_0 = \frac{\mathrm{R}_g T}{\mu g}, \qquad (8.5)$$

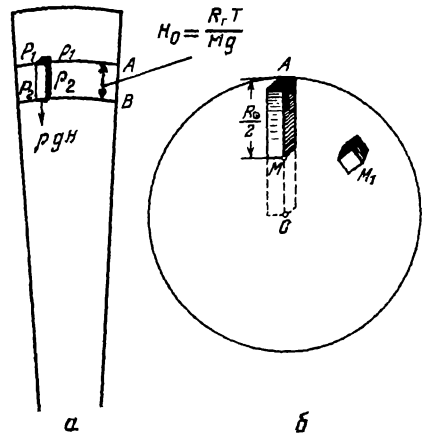


Рис. 8.8. К определению давления в центре Солнца

то давление и плотность в пределах этого слоя меняются (из-за условия (8.2) приблизительно) в три раза, а точнее в $e = 2{,}7183\ldots$ (основание натуральных логарифмов). Действительно, подставляя (8.5) в (8.4), получаем в предположении, что справедливо (8.2)

$$P_2 = 3P_1. \qquad (8.6)$$

Величина H_0 называется *шкалой высоты*. Она показывает, на каком расстоянии происходит изменение плотности в $e \approx 2{,}7$ раз. При $T = 10\,000$ К, $\mu = 0{,}5 \cdot 10^3$ моль/кг (ионизованный водород) и $g = 2{,}7 \cdot 10^2$ м/с^2, что примерно соответствует условиям в наружных слоях Солнца, имеем $H_0 = 6 \cdot 10^5$ м, т. е. рост плотности втрое происходит при продвижении вглубь на 600 км. Глубже температура растет, увеличивается шкала высоты H_0, а также давление. При этом возрастание плотности замедляется.

Некоторое представление об условиях в недрах Солнца можно получить, если предположить, что вещество в нем распределено равномерно. Очевидно, что модель такого «однородного» Солнца должна хорошо представлять реальное Солнце где-то в средней точке, например на глубине, равной половине радиуса. При постоянной плотности ее значение совпадает с уже известным нам средним значением $\bar{\rho}_\odot = 1{,}4$ г/см^3. Давление в средней точке равно весу радиального столбика вещества сечением 1 см^2 и высотой $R_\odot/2$ (см. рис. 8.8 *б*), т. е.

$$\bar{P} = \bar{\rho}_\odot \frac{R_\odot}{2}\bar{g}. \qquad (8.7)$$

В средней точке ускорение силы тяжести $\bar{g}$ определяется массами, заключенными внутри сферы с радиусом $R_\odot/2$:

$$\bar{g} = G\frac{(1/8)\mathfrak{M}_\odot}{\left((1/2)R_\odot\right)^2} = \frac{G\mathfrak{M}_\odot}{2R_\odot^2} = \frac{g_\odot}{2} = 1{,}37 \cdot 10^2 \text{ м/с}^2, \qquad (8.8)$$

[3] Внимание! В дальнейшем рядом могут встретиться R_g (газовая постоянная) и R (радиус).

так как внутри этой сферы при однородном распределении масс заключена $1/8$ часть всей массы Солнца. Давление в рассматриваемой точке, согласно формуле (8.7), равно

$$\bar{P} = \frac{G}{4}\bar{\rho}_\odot \frac{\mathfrak{M}_\odot}{R_\odot} = \frac{G\bar{\rho}_\odot}{4}\sqrt[3]{\frac{4}{3}\pi\mathfrak{M}_\odot^2\bar{\rho}_\odot} \approx$$

$$\approx 3{,}63G\mathfrak{M}_\odot^{2/3}\bar{\rho}_\odot^{4/3} = 6{,}6\cdot 10^{14}\ \text{дин/см}^2 = 6{,}6\cdot 10^{13}\ \text{Па}. \qquad (8.9)$$

Зная давление и плотность, из уравнения состояния идеального газа легко найти температуру $\bar{T}$ в средней точке

$$\bar{T} = \frac{\mu P}{\mathrm{R_g}\bar{\rho}_\odot} = \frac{\mu}{4}\frac{G\mathfrak{M}_\odot}{\mathrm{R_g}R_\odot} = 2{,}8\cdot 10^6\ \text{K}. \qquad (8.10)$$

Таким образом, мы грубо оценили значения следующих физических характеристик «однородного Солнца» на глубине, равной половине радиуса $(R_\odot/2)$:

$$\bar{\rho} = 1{,}4\ \text{г/см}^3\ (1{,}34\ \text{г/см}^3), \quad \bar{P} = 6{,}6\cdot 10^{13}\ \text{Па}\ (7{,}1\cdot 10^{13}\ \text{Па}),$$

$$\bar{T} = 2\,800\,000\ (3\,800\,000)\ \text{K}.$$

В скобках приведены те же величины, рассчитанные точными методами, учитывающими неоднородность в распределении вещества на Солнце. Таким образом, для средней точки предположение о равномерном распределении масс приводит к правдоподобным результатам.

В центре Солнца давление, плотность и температура должны быть еще больше. В табл. 8.2 приведена так называемая модель внутреннего строения Солнца, т. е. теоретически рассчитанная зависимость физических параметров газа в недрах Солнца от глубины.

Термоядерные реакции. Из табл. 8.2 видно, что вблизи центра Солнца температура превышает десять миллионов кельвинов, а давление достигает сотен миллиардов атмосфер (1 атм $= 1{,}013\cdot 10^5$ Па). При таких температурах атомы движутся с огромными скоростями, достигающими — например, для протонов — сотен километров в секунду. Поскольку плотность вещества очень велика, весьма часто происходят взаимодействия частиц с фотонами и между собою. В результате этих процессов внешние электронные оболочки атомов полностью разрушаются, от атомов остаются лишь «голые» атомные ядра. Иными словами, все атомы находятся в состоянии высокой степени ионизации. Это означает, что размеры частиц уменьшаются от обычных (порядка 10^{-10} м) до ядерных (порядка 10^{-15} м). Поэтому сильно ионизованный газ остается идеальным газом даже при очень высоких плотностях порядка $1{,}5\cdot 10^5$ кг/м^3 (150 г/см^3).

Вследствие частых и сильных столкновений и сближений между частицами «горячей» и плотной плазмы, в ней возрастает вероятность взаимодействия между элементарными частицами и атомными ядрами и происходят *ядерные реакции*.

При обычных столкновениях сближению одинаково заряженных частиц препятствует электростатическое отталкивание (*кулоновский барьер*). Именно для его преодоления частицы должны иметь огромные энергии, т. е. температура плазмы должна быть очень высокой. Возникающие при этом ядерные реакции называют *термоядерными*.

Взаимные столкновения протонов обладают наименьшим кулоновским барьером. Поэтому в первую очередь в недрах звезд возникают реакции синтеза легких

Таблица 8.2. Модель внутреннего строения Солнца, наиболее согласующаяся с данными гелиосейсмологии (см. § 8.7) на конец 2000 г.

Расстояние от центра, $R/R_\odot$	Температура T, К	Давление P, Па	Плотность ρ, г/см^2
	Ядро энерговыделения		
0	$1{,}55 \cdot 10^7$	$2{,}3 \cdot 10^{16}$	149
0,1	$1{,}31 \cdot 10^7$	$1{,}3 \cdot 10^{16}$	87,4
0,2	$9{,}42 \cdot 10^6$	$4{,}4 \cdot 10^{15}$	35,3
	Лучистая зона		
0,3	$6{,}81 \cdot 10^6$	$1{,}1 \cdot 10^{15}$	12,1
0,4	$5{,}14 \cdot 10^6$	$2{,}7 \cdot 10^{14}$	3,94
0,5	$3{,}98 \cdot 10^6$	$7{,}0 \cdot 10^{13}$	1,32
0,6	$3{,}13 \cdot 10^6$	$2{,}1 \cdot 10^{13}$	0,50
	Конвективная зона		
0,7	$2{,}34 \cdot 10^6$	$6{,}4 \cdot 10^{12}$	0,20
0,8	$1{,}38 \cdot 10^6$	$1{,}6 \cdot 10^{12}$	0,09
0,9	$6{,}02 \cdot 10^5$	$2{,}0 \cdot 10^{11}$	0,02
0,98	$9{,}96 \cdot 10^4$	$1{,}7 \cdot 10^9$	0,001
	Фотосфера		
1,00	$4{,}56 \cdot 10^3$	$1{,}2 \cdot 10^4$	$0{,}74 \cdot 10^{-7}$

ядер, а эволюция звезд начинается с выгорания водорода и других наиболее легких химических элементов.

Этому способствует уникальная возможность проникновения менее энергичных протонов за кулоновский барьер за счет *туннельного эффекта*. Это явление имеет квантовомеханическую природу и следует из соотношения неопределенности Гейзенберга: фиксирование малого расстояния (при сближении частиц) делает неопределенным значение импульса. В итоге вероятность распада одного из двух протонов в момент их тесного столкновения оказывается хотя и малой, но конечной: в недрах Солнца каждый протон ежесекундно испытывает миллионы столкновений, но только одно из 10^{37} заканчивается его распадом и объединением с другим протоном. Однако, благодаря огромному общему числу протонов, «выгорание» водорода оказывается эффективным в течение очень длительного времени.

Во время ядерных реакций синтеза выделяются огромные энергии (несколько МэВ в расчете на один нуклон), что значительно превосходит энерговыделение, обусловленное другими известными механизмами (например, химическим горением). При этом масса образующихся ядер не равна сумме масс входящих в них нуклонов, но несколько меньше нее на величину, называемую *дефектом массы*. Это объясняется наличием сильной связи между нуклонами в ядре, так что для их освобождения небходимо затратить энергию, равную *энергии связи* ядра. Поэтому при синтезе ядер из свободных нуклонов выделяется энергия, равная энергии связи. Ее величина связана с дефектом массы Δm соотношением Эйнштейна $E = \Delta m c^2$.

Протон-протонная реакция. Основным источником энергии в недрах Солнца является *водородный цикл*, или *протон-протонная цепочка термоядерных реакций*,

приводящая к превращению водорода в гелий. В большинстве случаев ($\approx 70\ \%$) она состоит из следующих трех реакций (см. рис. 8.9):

1.	$^1H + {}^1H$	$\rightarrow$	$^2D + e^+ + \nu$	$+ 1{,}442$	МэВ	$(14 \cdot 10^9$ лет),
2.	$^2D + {}^1H$	$\rightarrow$	$^3He + \gamma$	$+ 5{,}494$	МэВ	(6 с),
3.	$^3He + {}^3He$	$\rightarrow$	$^4He + {}^1H + {}^1H$	$+12{,}860$	МэВ	$(10^6$ лет).

В ядерной астрофизике часто пользуются краткой записью реакций с использованием скобок, перед которыми стоит символ исходного химического элемента, после — результирующего, а внутри скобок записывают разделенные запятой частицы на входе и на выходе реакции. В такой записи только что записанное превращение $4\,^1H$ в ^4He примет вид:

$$^1H(p, e^+\nu)^2D(p, \gamma)^3He(^3He, 2p)^4He.$$

Первая из этих реакций начинается с позитронного (β^+) распада протона. Как известно, в свободном состоянии протон необычайно устойчив. Распад может произойти в краткий миг исключительно тесного сближения (столкновения) двух протонов. Тогда возможно превращение одного из протонов в нейтрон (с испусканием позитрона и нейтрино) и его объединение с другим протоном в ядро тяжелого водорода — дейтерия ^2D *дейтрон*. Позитрон немедленно аннигилирует с первым встречным электроном, испуская пару гамма-квантов. Нейтрино же, обладая практически нулевым эффективным сечением (§ 6.4), проходит через все Солнце и покидает его.

Для каждой пары протонов первый этап осуществляется в среднем за 14 млрд лет, что и определяет медленность термоядерных реакций на Солнце и время его эволюции. Дальнейшие ядерные превращения происходят значительно быстрее.

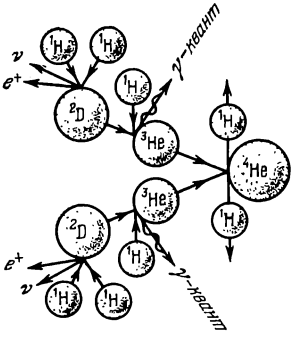


Рис. 8.9. Схема основного варианта протон-протонной реакции: 6Ф1H $\rightarrow$ 2Ф2D + 2Ф1H $\rightarrow$ 2Ф3He $\rightarrow$ Ф4He + 2Ф1H; здесь Ф1H — протон, Ф2D — ядро дейтерия, Ф3He и Ф4He — изотопы гелия, e^+ — позитрон, ν — нейтрино.

Во второй реакции дейтроны, возникшие в результате первой реакции, за считанные секунды захватывают новые протоны, испуская γ-кванты и образуя ядра изотопа ^3He, которые, благодаря третьей реакции, в течение времени порядка миллиона лет могут слиться и, высвободив два протона, образовать ядро обычного гелия ^4He, т. е. α-частицу.

Легко видеть, что для полного завершения описанного варианта pp-цепочки первые две реакции должны произойти дважды. С учетом этого можно подсчитать, что слияние четырех протонов в одну α-частицу сопровождается выделением энергии 26,732 МэВ, из которой около 0,5 МэВ уносится двумя нейтрино, свободно покидающими Солнце, а остальная часть переходит в тепловую энергию газа. Источником энергии является энергия связи ядра ^4He, соответствующая дефекту массы, равному 0,73 % массы четырех свободных протонов.

На Солнце в последней реакции pp-цепочки ядра изотопа ^3He могут взаимодействовать не только сами с собою, но и с α-частицами, образуя изотоп бериллия ^7Be. После этого возможны еще два варианта: либо

захват электрона (примерно в 30 % случаев)

$$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}(e^-, \nu)^7\text{Li}(\text{p}, \alpha)^4\text{He},$$

либо захват протона (менее, чем в 0,1 % случаев)

$$^7\text{Be}(\text{p}, \gamma)^8\text{B}(e^+\nu)^8\text{Be}^*(\alpha)^4\text{He}.$$

В этих уравнениях $^8\text{Be}^*$ означает возбужденное состояние изотопа бериллия ^{8}Be.

В итоге имеется три ветви цепочки pp-реакций, каждая из которых дает примерно одинаковый выход энергии и сопровождается образованием двух нейтрино, одинаковых в первом (основном) варианте и различных в двух остальных. При этом, хотя варианты 2 и особенно 3 мало влияют на общую светимость Солнца, их роль чрезвычайно велика, если учесть, что они производят легче обнаружимые высокоэнергичные нейтрино с энергиями превышающими 1 МэВ. На рис. 8.10 изображены энергетические спектры нейтрино от соответствующих реакций вместе с порогами различных детекторов.

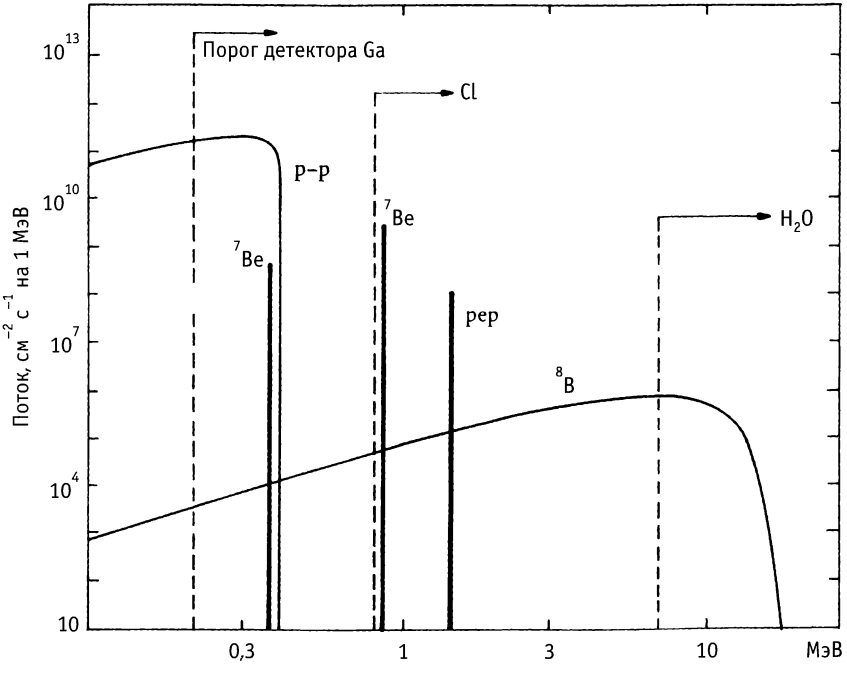


Рис. 8.10. Теоретический спектр солнечных нейтрино и возможности их регистрации различными детекторами

Углеродный цикл. Имеется еще одна цепочка реакций, также приводящих к слиянию четырех протонов в α-частицу:

$$^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}(e^+\nu)^{15}\text{N}(\text{p}, ^{12}\text{C})^4\text{He}.$$

Этот процесс сложнее и может протекать только при наличии углерода ^{12}C, ядра которого вступают в реакцию с протонами на первых ее этапах, затем преобразуются

последовательно в ядра азота и кислорода, а на последнем этапе возникают α-частица и снова исходный атом углерода, который тем самым фактически в реакции как бы не участвует и оказывается катализатором. Поэтому и вся цепочка носит название *углеродного цикла* или CNO цикла.

В энергетике Солнца углеродный цикл не играет существенной роли. Только в самом центре Солнца его роль в энерговыделении может достигать 30 %, а по всему энерговыделяющему ядру она порядка 1–2 %. Однако для нормальных звезд с массой больше $\approx 1{,}2$ солнечной CNO цикл является основным источником термоядерной энергии (см. § 10.7).

Солнечные нейтрино. Помимо энергии, выделяющейся во время термоядерных реакций в форме γ-квантов, а также и непосредственно в виде кинетической энергии возникающих частиц, важную роль играет образование *нейтрино*, поток которых должен буквально пронизывать всю Землю.

Нейтрино — частицы, чрезвычайно слабо взаимодействующие с веществом. Поэтому они свободно выходят из недр Солнца и со скоростью, очень близкой к световой, распространяются в космическом пространстве, почти не поглощаясь веществом на своем пути.

Из приведенного выше обзора термоядерных реакций видно, что образование каждой α-частицы связано с выделением 26,7 МэВ энергии, поддерживающей наблюдаемую светимость Солнца. Каждый такой акт сопровождается излучением двух нейтрино. Отсюда следует, что полная нейтринная «светимость» Солнца, независимо от деталей термоядерных процессов, по крайней мере составляет $2 \times 3{,}85 \times 10^{20}$ МВт / 26,7 МэВ $\approx 1{,}8 \cdot 10^{38}$ нейтрино за 1 секунду. Поделив эту величину на площадь сферы радиусом в 1 а. е., получим, что поток солнечных нейтрино на Земле порядка 10^{11} нейтрино/(с·см^2).

Важно, что нейтрино от разных реакций, сведенных в табл. 8.3, обладают неодинаковыми энергиями, причем у некоторых из них энергия строго определена («монохроматические» нейтрино), а у других — спектр непрерывный (рис. 8.10). Скорости отдельных ядерных реакций и тем самым величина соответствующих потоков нейтрино сильно зависят от температуры и параметров химического состава и, в первую очередь, от содержания гелия. Поэтому, регистрируя потоки солнечных нейтрино различных энергий, в принципе, можно получить прямые экспериментальные данные об условиях в недрах Солнца.

В настоящее время в различных лабораториях мира проводятся сложные эксперименты по регистрации солнечных нейтрино. Они основаны на относительно

Таблица 8.3. Ядерные реакции на Солнце с испусканием нейтрино

Реакции	Энергия, МэВ	Теор. поток $10^{10}\nu$ (см^{2}с)	Скор. счета ^{37}Cl SNU	Скор. счета ^{71}Ga SNU
^{1}H(p, $e^+\nu$)^{2}D	< 0,420	6,01	0	70,0
^{1}H(pe^-, ν)^{2}D	1,44	0,014	0,22	3,1
^{7}Be(e^-, ν)^{7}Li	0,861	0,47	1,00	30,5
^{8}B($e^+\nu$)^{8}Be*	< 14,06	0,00058	5,11	14,2
^{13}N ($e^+\nu$)^{13}C	< 1,2	0,06	0,06	2,1
^{15}O($e^+\nu$) ^{15}N	< 1,74	0,05	0,22	3,9

большой вероятности захвата нейтрино некоторыми атомными ядрами (Cl, Ga, Li, Br, I и т. д.), а также на регистрации черенковского излучения, возникающего при рассеянии нейтрино на электронах. Рассмотрим результаты трех важнейших экспериментов.

Хлор-аргонный эксперимент был предложен Бруно Понтекорво в 1946 г. и впервые осуществлен в 1967 г. Раймондом Дэвисом в Южной Дакоте (США). Основан на реакции поглощения нейтрино

$$^{37}\mathrm{Cl}(\nu, e^-)^{37}\mathrm{Ar}.$$

Рабочим веществом является богатый хлором перхлорэтилен C_2Cl_4.

Ядра хлора этого вещества способны поглощать нейтрино с энергиями больше 0,814 МэВ, испуская электрон и образуя радиоактивный изотоп ^{37}Ar с периодом полураспада 35 дней. Последнее позволяет достаточно долго (3–4 месяца) накапливать продукт реакции и применять физико-химические методы его извлечения.

Сосуд с 615 тоннами жидкого перхлорэтилена установлен на дне шахты глубиной 1455 м для устранения возможных эффектов, вызванных космическими лучами (§ 11.9). На рис. 8.11 изображены результаты двадцатилетних наблюдений, показывающие, что наблюдаемый поток солнечных нейтрино с энергиями более 0,814 МэВ в среднем соответствует $0{,}420 \pm 0{,}045$ захватов в сутки или $2{,}55 \pm 0{,}25$ SNU специальных «солнечных нейтринных единиц» (Solar Neutrino Units): 1 SNU соответствует потоку нейтрино, при котором в детекторе с 10^{36} ядер ^{37}Cl за 1 с образуется одно ядро ^{37}Ar. Таким образом, в эксперименте Дэвиса фактически (после учета фона, создаваемого космическими лучами) регистрируется одна солнечная частица нейтрино в течение 2–3 дней. Теоретически ожидаемый поток солнечных нейтрино в этом эксперименте соответствует $8{,}0 \pm 1{,}0$ SNU.

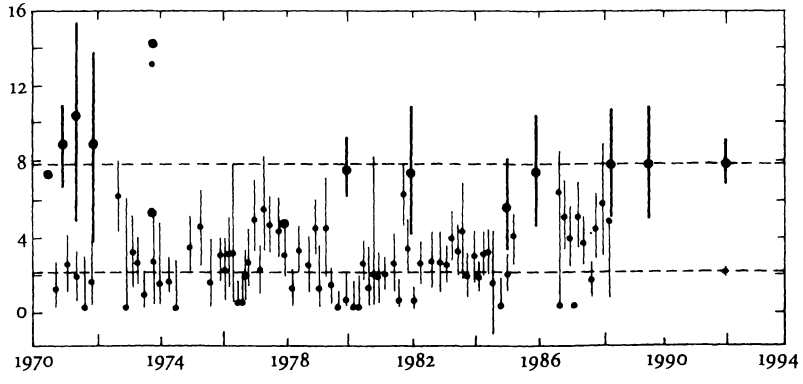


Рис. 8.11. Наблюдаемые и теоретически ожидаемый (верхний пунктир) потоки нейтрино от Солнца для хлорного детектора

Галлиевый эксперимент. Основан на предложенной В. А. Кузьминым реакции

$$^{71}\mathrm{Ga}(\nu, e^-)^{71}\mathrm{Ge}.$$

Важным преимуществом является большое эффективное сечение и низий порог энергии (0,233 МэВ), позволяющий регистрировать нейтрино от основной реакции позитронного распада протона. Период полураспада радиоактивного ^{71}Ge 11,4 дня.

Таблица 8.4. Результаты экспериментов по регистрации нейтрино от Солнца

Детектор	Эксперимент	Порог МэВ	Измерено SNU	Предсказано SNU	Изм./Пред.
^{37}Cl	Дэвис	0.814	2,55±0.25	8,0±1,0	0,32
H_2O	Камиоканде	7,5			0,49
^{71}Ga	SAGE	0,2	73 ± 19	132 ± 7	0,55
^{71}Ga	GALLEX	0,2	79 ± 12	132 ± 7	0,63

Для регистрации одного захвата нейтрино в сутки достаточно 20 т галлия. В 1990 г. начал функционировать российский детектор SAGE (Soviet-American Gallium Experiment), использующий 57 т галлия в Боксанском ущельи на Северном Кавказе, а в следующем году — в Итальянских Альпах (GALLEX, 30 т галлия). Предварительные результаты SAGE дали скорость счета 73 ± 19 SNU, а GALLEX — 79 ± 12 SNU при теоретически ожидаемом значении 132 ± 7 SNU.

Водный детектор использует регистрацию черенковского излучения, возникающего при рассеянии нейтрино с энергией больше 7,5 МэВ на электронах молекул воды $\nu + e \rightarrow \nu' + e'$. Эксперимент Камиоканде II организован в шахте Камиока (Японские Альпы) на глубине 1 км. Рабочим веществом являются 680 т воды. Вспышки регистрируются фотоумножителями в стенках резервуара, покрывающих около 20 % от полной его внутренней поверхности. Результат первых измерений привел к значениям потока нейтрино вдвое меньшим, чем ожидалось[4)].

Все результаты по регистрации солнечных нейтрино приводят к значениям меньше ожидаемых в несколько раз (табл. 8.4). Особенно велико различие в 4 раза для хлорного детектора (рис. 8.11), для которого имеются наиболее длительные ряды наблюдений. Основная трудность интерпретации этих расхождений связана с тем, что между данными различных экспериментов нет внутреннего согласия. Последние два десятилетия ушедшего столетия велась упорная работа как по совершенствованию методики самого эксперимента, так и по рафинированию стандартных теоретических моделей внутреннего строения Солнца. Все это наводит на мысль о том, что истинная причина расхождений связана с недостаточностью наших знаний о самой физической природе нейтрино.

Общая структура Солнца. Так как наибольшие температуры и плотности должны быть в центральных частях Солнца, ядерные реакции и сопровождающее их энерговыделение наиболее интенсивно происходят близ самого центра Солнца. Только здесь наряду с протон-протонной реакцией заметную роль играет углеродный цикл. По мере удаления от центра Солнца температура и плотность становятся меньше, выделение энергии за счет углеродного цикла быстро прекращается и вплоть до расстояния 0,2–0,3 радиуса от центра существенной остается одна протон-протонная цепочка. На расстоянии от центра больше 0,3 радиуса температура становится меньше 5 млн K, существенно падает и плотность. В результате ядерные реакции здесь практически не происходят. Эти слои только передают наружу излучение, возникшее на бóльшей глубине, поглощаемое и переизлучаемое вышележащими слоями.

По мере удаления от центра общий поток излучения распределяется на бóльшую площадь, пропорциональную квадрату радиуса. Поэтому поток на единицу

[4)] В конце 90-х годов начал работать эксперимент СуперКамиоканде, впервые позволивший получить размытое нейтринное «изображение» Солнца.

площади убывает. Вместе с тем в каждой области внутри Солнца поле излучения соответствует температуре T и определяется формулой Планка. Поскольку по закону Стефана—Больцмана интегральный поток излучения пропорционален σT^4, внутри Солнца на расстоянии r от центра (где источников энергии уже нет) произведение $4\pi\sigma r^2 T^4$ — постоянно и равно светимости Солнца $L_\odot$. Следовательно, в средних слоях Солнца температура T должна быть обратно пропорциональной $\sqrt{r}$. С глубиной, в соответствии с законом смещения Вина (§ 6.6), меняется также и спектральный состав солнечного излучения.

Та часть Солнца, в которой выделение энергии за счет ядерных реакций несущественно и где происходит лишь ее перенос путем последовательных процессов поглощения и переизлучения, называется *зоной лучистого равновесия*. Она занимает область примерно от 0,3 до 0,7 $R_\odot$. Выше этого уровня перенос энергии осуществляется движением самого вещества, и непосредственно под наблюдаемыми внешними слоями Солнца на протяжении около 0,3 его радиуса возникает *конвективная зона*, которую мы рассмотрим в следующем параграфе.

Далее конвективная зона переходит в нижние слои солнечной атмосферы (фотосферу), температура которых продолжает уменьшаться вплоть до минимального для всего Солнца значения около 4 200 K, после чего она снова растет. Водород при такой температуре нейтрален, однако металлы — уже ионизованы. Отсюда следует, что практически всюду солнечное вещество должно быть ионизовано, хотя в области температурного минимума степень ионизации не превышает относительного содержания металлов (порядка 10^{-4}). Все остальное вещество с температурой выше 10–15 тысяч кельвинов, при которой ионизуется водород, оказывается практически полностью ионизованной плазмой.

Описанная общая структура Солнца схематически изображена на рис. 8.12.

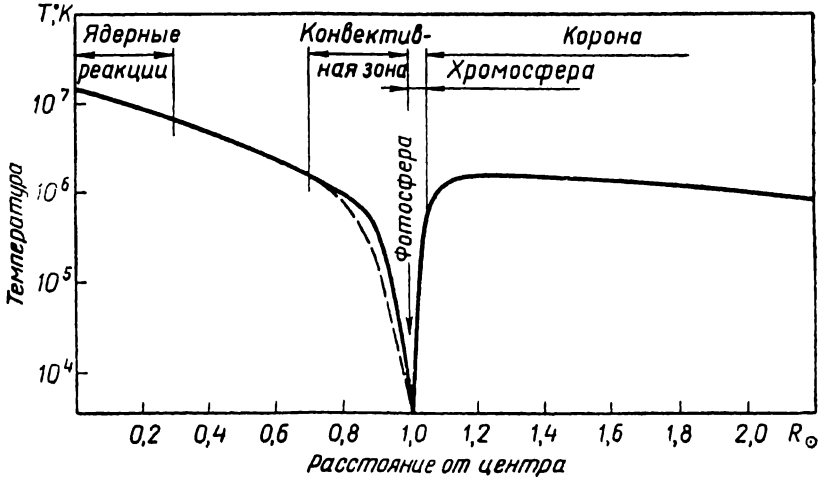


Рис. 8.12. Изменение температуры Солнца и его атмосферы в зависимости от расстояния до центра. Пунктиром изображен ход температуры при отсутствии конвекции

§ 8.6. Конвективная зона

При определении физических условий в недрах звезд и Солнца очень важно знать, каким путем происходит перенос энергии от области ее генерации вблизи центра к наружным слоям (периферии), т. е. механизмы теплоотвода и теплопереноса. Если относительные перемещения масс отсутствуют, то в принципе возможны либо молекулярная теплопроводность, либо перенос энергии через процессы излучения и поглощения квантов. Горячий ионизованный газ в недрах звезды относительно прозрачен, а потому лучистый перенос оказывается значительно более эффективным механизмом переноса энергии, чем молекулярная теплопроводность.

В наружных, наиболее «холодных» слоях, физические условия сильно меняются:

1) из-за постоянного ухода излучения из атмосферы звезды и быстрого ее охлаждения растет модуль градиента температуры в подфотосферных слоях, т. е. сильно увеличивается скорость падения температуры с удалением от центра (как мы помним, в лучистой зоне $T \sim r^{-1/2}$);

2) из-за падения температуры уменьшается степень ионизации газа и он становится частично ионизованным; такой газ более изотермичен, поскольку изменения температуры в нем быстро компенсируются переходом тепловой энергии во внутреннюю ионизационную и обратно;

3) ослабление ионизации приводит к росту непрозрачности газа.

Все эти обстоятельства способствуют возникновению активного перемешивания самого вещества, т. е. *конвекции* — самого эффективного способа переноса энергии.

Качественно процесс можно иллюстрировать следующим образом. В газовой среде в силу случайных флуктуаций могут возникать неоднородности температуры и плотности. Скорее всего это происходит в масштабах естественной неоднородности среды. В сферически симметричных слоях звезды таким естественным параметром является шкала высоты $H = \mathrm{R_g}T/(\mu g)$ (формула 8.5). В фотосфере $H \approx 300$ км, а на глубине 200 000 км, где температура в 300 раз выше, она порядка 100 тыс. км, т. е. соизмерима с глубиной самого слоя. Отсюда следует, что чем выше возник элемент неоднородности, тем меньше его размеры. Это подтверждается тем, что наблюдаемые структуры в солнечной атмосфере по своим размерам заключены в пределах от нескольких сотен до сотни тысяч километров.

Пусть возник *элемент неоднородности* с температурой выше окружающей. Поскольку в нем увеличено и давление, он быстро расширяется и начинает всплывать по закону Архимеда. В силу условий 2) и 3), приведенных выше, он стремится сохранить избыток тепла и в течение некоторого времени остается горячее окружающей среды, в которой температура быстро уменьшается в силу условия 1). Пройдя путь, сравнимый со своими размерами, *конвективный элемент*, по определению понятия шкалы высоты, попадет в окружение газов, сильно отличающихся от него по своей температуре и плотности. Естественно предположить, что к этому времени элемент успевает «высветить» избыток своей энергии, а силы вязкости успевают затормозить его подъем. Описанные представления лежат в основе элементарной теории, позволяющей рассчитать условия в тех слоях, где должна возникать конвекция.

Условием возникновения конвекции, очевидно, является соотношение между градиентом температуры в элементе (с учетом его квазиизотермичности и адиабатичности) и в окружающей среде. При расчете моделей внутреннего строения этот критерий необходимо контролировать, чтобы вовремя перейти от условия *лучистого равновесия* к условию *конвективного равновесия*.

В принципе, указанные рассуждения применимы и к охладившимся, опускающимся элементам конвекции. Однако наблюдаемая структура фотосферы, которая находится под влиянием происходящей в более глубоких слоях конвекции (см. § 8.8), говорит о структурной (топологической) неодинаковости «горячих» и «холодных» элементов: в отличие от первых, опускающиеся струи газа возникают из-за горизонтального растекания поднявшихся и охладившихся элементов конвекции, которые обтекают область подъема и, образуя односвязную среду, сливаются подобно множеству струй в *нисходящий поток* (рис. 8.13).

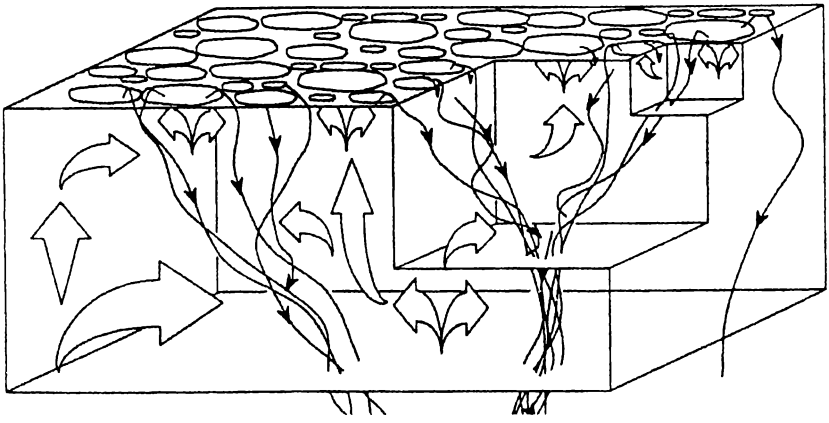


Рис. 8.13. Предполагаемая структура потоков плазмы в конвективной зоне

В итоге в конвективной зоне возникают более или менее регулярные потоки поднимающихся и опускающихся структур, которые, однако, в мелких масштабах имеют хаотический, турбулентный характер. В результате в среде устанавливается менее крутой градиент температуры, чем в лучистой зоне (рис. 8.12).

В самых верхних слоях конвективной зоны из-за сильных потерь на излучение температура начинает быстро уменьшаться, степень ионизации резко уменьшается и газ лишается способности запасать ионизационную энергию и создавать устойчивые неоднородности. Поэтому непосредственно под фотосферой конвективные движения резко тормозятся и конвекция внезапно прекращается.

Как мы увидим в следующих параграфах, конвективная зона играет важную роль для всего Солнца, формируя вышележащие слои солнечной атмосферы, определяя общую их структуру и динамику. В целом она представляет собою как бы тепловую машину, в которой тепловая энергия частично переходит в механическую, а затем снова в тепло. Конвективные и турбулентные движения порождают различного типа волны, которые, распространяясь вверх в атмосферу, переносят в нее часть механической энергии.

Самым важным для всего Солнца является взаимодействие его вращения с турбулентной конвекцией, приводящее к двум важным последствиям:

1) дифференциальному характеру вращения в конвективной зоне и в атмосфере Солнца;

2) постоянному процессу усиления магниного потока и, по-видимому, образованию у основания конвективной зоны магнитного слоя с большой напряженностью магнитного поля; при этом избыток потока тепловой энергии переходит не только в энергию конвективных движений, но и в энергию магнитного поля.

Таким образом конвективная зона не только формирует и определяет структуру солнечной атмосферы, но, благодаря эволюции магнитных структур, «оживляет» ее мощными и впечатляющими проявлениями солнечной активности, сильно влияющими на Землю и окружающее космическое пространство. Эти аспекты будут рассмотрены в конце главы.

§ 8.7. Гелиосейсмология

По форме Солнце — почти шар. В состоянии равновесия его фигура отличается от сферической лишь на несколько стотысячных долей радиуса из-за медленного вращения. Однако, если по какой-либо причине Солнце выйдет из состояния равновесия, оно начнет совершать колебания, степень сложности которых определяется характером начального возмущения.

В случае пульсационной неустойчивости эти колебания могут достигнуть больших амплитуд, как, например, у цефеид, которые мы рассмотрим в § 10.8. Слабые возмущения устойчивых звезд приводят к колебаниям с малыми амплитудами.

Колебания звезд можно наблюдать по относительному изменению потока излучения, подобно измерениям вариаций солнечной постоянной, а также по периодическим смещениям спектральных линий при помощи очень точного спектрометра.

У Солнца и нескольких наиболее ярких звезд удалось выделить специфический класс колебаний с очень малой амплитудой. Для Солнца относительное изменение потока излучения пропорционально доли изменения радиуса и составляет около $10^{-5}L_{\odot}$, а значения периодов заключены в пределах от 3 до 15 минут. Наибольшей амплитудой (до 20 см/с в значении скорости) обладают колебания с периодами около пяти минут, почему весь диапазон стали называть *пятиминутными колебаниями*. В отличие от цефеид, колебания с такими амплитудами можно считать линейными, т. е. не влияющими друг на друга, если несколько колебаний возникает и одновременно сосуществует в результате действия независимых причин.

В принципе, достаточно малое произвольное колебание можно представить линейной комбинацией особых элементарных колебаний, называемых *собственными модами*. Собственные моды колебаний — это возможные колебания системы, при которых в отсутствие затухания каждая точка колеблется по простому гармоническому закону.

Тип и частота отдельных собственных мод определяется внутренним строением Солнца или звезды. В определенном смысле верно и обратное, а именно, спектр собственных колебаний определяет строение объекта, что является принципиальной основой гелиосейсмологии, т. е. диагностики свойств солнечного вещества на основании наблюдаемых частот и амплитуд колебаний.

Изолированные собственные моды можно наблюдать лишь при специфических условиях их возбуждения, например при резонансе с частотой внешнего воздействия. Однако специальные методы анализа позволяют выделить отдельные моды, связанные с произвольным колебанием. Для этого, например, можно выполнить преобразования Фурье наблюдаемых пространственно-временных флуктуаций яркости и скорости в атмосфере Солнца. Это позволяет в наблюдаемых значениях «увидеть» определенную моду. С точки зрения физики подобная возможность обусловлена линейностью колебаний, т. е. практически отсутствием их взаимодействия.

Рассмотренные соображения лежат в основе специальных методов исследования, которые позволили изучить малые колебания на Солнце. Современным наблюдениям доступно множество собственных мод Солнца в области периодов

от трех до нескольких десятков минут. Имеющиеся данные наблюдений, однако, не охватывают весь спектр существующих собственных колебаний. Поэтому они не дают возможности полностью воссоздать структуру Солнца. Тем не менее, в сочетании с предположением о гидростатическом равновесии Солнца имеющаяся информация о колебаниях позволяет определить зависимость скорости звука от расстояния до центра Солнца.

Колебания, обнаруженные на Солнце, являются модами звуковых волн, распространяющихся как вдоль поверхности, так и в глубину (рис. 8.14 *а*). Условия их распространения в значительной степени определяются распределением температуры с глубиной, поскольку согласно формуле (6.14 а) в идеальном газе скорость звука пропорциональна квадратному корню из температуры.

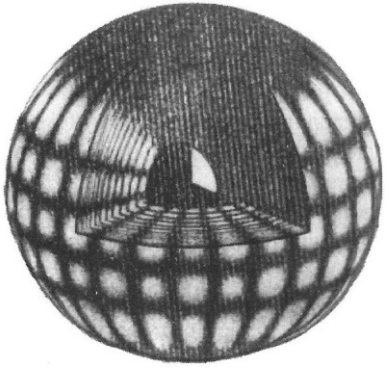
В стратифицированной атмосфере (когда температура и плотность суть функции высоты) скорость звука должна быть меньше некоторого критического значения. Принимая во внимание наличие температурного минимума в верхних слоях фотосферы (§ 8.4), а также рост температуры с глубиной в конвективной зоне, можно сказать, что область возможного распространения волн ограничена внешними слоями фотосферы и конвективной зоной, причем толщина соответствующего слоя определяется направлением распространения колебаний. Таким образом, специфика внутреннего строения Солнца упрощает рассмотрение его колебаний, а само Солнце оказывается своеобразным сферически-концентрическим резонатором (рис. 8.14 *б*).

Структура этого резонатора определяет спектр пятиминутных колебаний. Первыми, в самом начале 60-х годов, были открыты волны, распространяющиеся горизонтально. На основании этих данных предположили, что колебания носят поверхностный и чисто локальный характер. В конце 60-х годов выяснилось, что на крупных масштабах фаза волн сохраняется в течение времени больше часа, за которое волна успевает обойти вокруг всего Солнца. Тем самым волны оказались слабозатухающими, а следовательно, охватывающими все Солнце, т. е. *глобальными*. Только в конце 70-х годов были организованы эксперименты по наблюдению волн, распространяющихся по направлениям, близким к вертикали, т. е. вглубь Солнца. Эти наблюдения стали основой для применения нового подхода к изучению внутреннего строения Солнца на основе анализа пятиминутных колебаний.

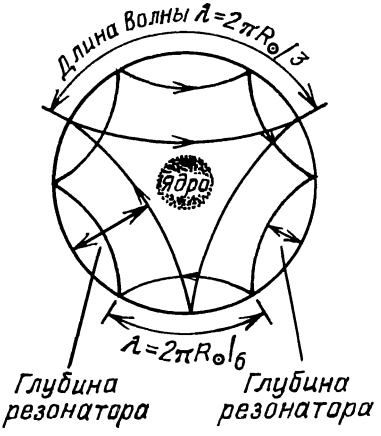
Есть основания полагать, что по крайней мере некоторые волны не затухают за время порядка 10–20 суток.

Собственные моды можно рассматривать как колебания таких частот и длин волн, которые целое число раз укладываются на окружности вокруг Солнца и целое число раз между точками отражения по радиусу (рис. 8.14 *б*). Число узлов моды по радиусу называют ее *порядком*. Число узлов по замкнутому пути вдоль сферического слоя определяет *горизонтальное волновое число* моды, обратно пропорциональное *горизонтальной длине волны*. В зависимости от нее можно изобразить на графике периоды колебаний для мод различных порядков (рис. 8.14 *в*). Аналогичные кривые получаются непосредственно из наблюдений в результате двойного преобразования Фурье по координате и по времени данных наблюдений о флуктуации яркости или скорости в атмосфере Солнца. Модель Солнца уточняется путем сравнения наблюдаемых и теоретических кривых типа изображенных на рис. 8.14 *в*.

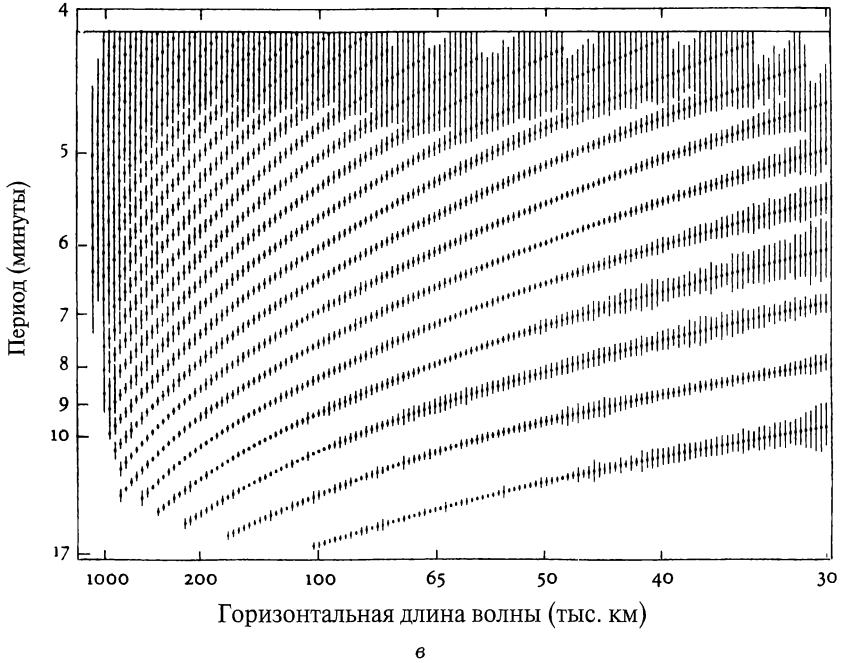
Одним из важнейших результатов гелиосейсмологии является уточнение положения основания конвективной зоны, средняя точка которого оказалась на глубине $0{,}29R_\odot$, т. е. почти точно 200 тыс. км. Другим достижением гелиосейсмологии является восстановление зависимости скорости звука от расстояния до центра Солнца на интервале от 0,2 до примерно $0{,}98R_\odot$. В основном эта информация



а



б



в

Рис. 8.14. Представление пятиминутных колебаний на Солнце.
а — пространственное изображение отдельной моды; *б* — схема распространения колебаний в конвективной зоне; *в* — диагностическая диаграмма: зависимость периода колебаний в минутах (ордината) от горизонтальной длины волны в тыс. км (абсцисса); каждая точка — отдельная мода; вертикальный штрих — ошибка измерения, умноженная на 1 000 (1 000σ); видны последовательности, соответствующие различным порядкам

совпадает с данными так называемой *стандартной модели Солнца*. Однако важное ее значение заключается в том, что она исключает множество «нестандартных» моделей, предложенных в связи с недостаточностью наблюдаемого потока солнечных нейтрино, проблема объяснения которого все еще остается важной задачей физики и астрофизики.

Гелиосейсмология является единственной возможностью изучить изменение с глубиной на Солнце характера дифференциального вращения. Установлено, что конвективная зона сохраняет дифференциальный характер вращения наружних слоев. Среднее значение угловой скорости на экваторе совпадает с наблюдаемым (около $2 \cdot 10^{-6}$ рад/с). Глубже расположенная лучистая зона вращается с такой же скоростью, однако не меняющейся с широтой и глубиной, т. е. почти как твердое тело.

Обработка многолетних гелиосейсмических данных показала, что в конвективной зоне возникают долгопериодные динамические волны, возможно, связанные с природой усиления магнитных полей и солнечной активностью. Данные о вращении на расстояниях меньше $0{,}2R_\odot$ от центра ненадежны. Возможно, эти центральные области вращаются с угловой скоростью, в 1,5–2 раза большей, чем остальные слои.

§ 8.8. Фотосфера

Фотосферой называются те слои солнечной атмосферы, в которых образуется видимое излучение, имеющее непрерывный спектр. Таким образом, в фотосфере излучается практически вся приходящая к нам солнечная энергия. Фотосфера видна при непосредственном наблюдении Солнца в белом свете в виде кажущейся его поверхности. Первое, что бросается в глаза при таких наблюдениях, — плавное потемнение солнечного диска к краю. По мере удаления от центра яркость убывает все быстрее и быстрее, особенно на самом краю, который оказывается очень резким. На рис. 8.15 изображено изменение яркости диска Солнца с расстоянием от центра при наблюдении в различных лучах.

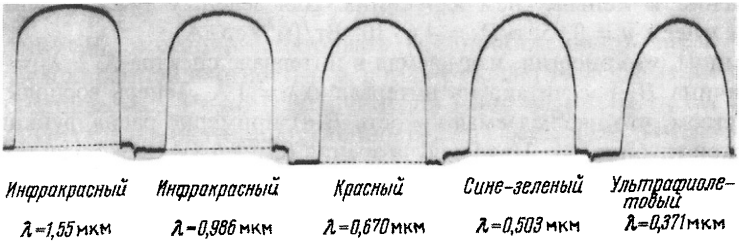


Рис. 8.15. Потемнение диска Солнца к краю в лучах различных цветов

Потемнение диска Солнца к краю объясняется тем, что в фотосфере температура растет с глубиной. Различные точки солнечного диска обычно характеризуются углом θ, который составляет луч зрения с нормалью к поверхности Солнца в рассматриваемом месте (рис. 8.16). В центре диска этот угол равен нулю, и луч зрения совпадает с радиусом Солнца. На краю $\theta = 90°$, и луч зрения направлен по касательной к слоям Солнца. Как было показано в § 6.5, большая часть излучения толстого слоя газа исходит от уровня, находящегося на оптической глубине $\tau \approx 1$. Когда луч зрения пересекает слои под бóльшим углом θ, оптическая глубина $\tau = 1$ достигается в более внешних слоях, где температура меньше. Вследствие этого

интенсивность излучения от краев солнечного диска меньше интенсивности излучения его середины (рис. 8.17). Точные измерения распределения яркости по диску Солнца позволяют рассчитывать изменение с глубиной важнейших характеристик фотосферы. Такой расчет называется построением ее *модели*. Не вдаваясь в детали, изложим основную его идею.

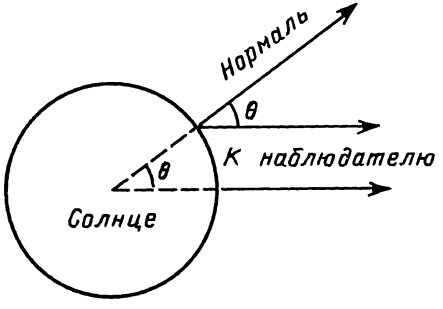


Рис. 8.16. Определение положения точки на диске Солнца

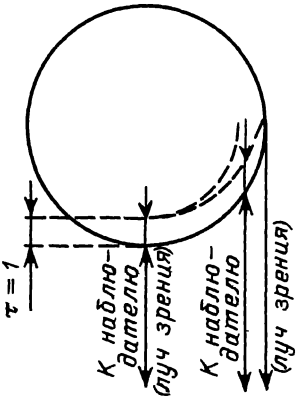


Рис. 8.17. Объяснение потемнения солнечного диска к краю

Определение зависимости температуры от глубины. Уменьшение яркости солнечного диска к краю в первом приближении пропорционально $\cos\theta$ и может быть представлено эмпирической формулой

$$B(\theta) = B_0(1 - u + u\cos\theta), \tag{8.11}$$

где $B(\theta)$ — яркость в точке, в которой луч зрения составляет угол θ с нормалью в этой точке, B_0 — яркость излучения центра диска, u — числовой коэффициент (его значение зависит от длины волны). В соответствии с рис. 8.15, для красных лучей значение u меньше, чем для синих. Для зеленых лучей с длиной волны $\lambda = 5\,000$ Å имеем $u = 0{,}65$, а $B_0 = 4{,}6 \cdot 10^3$ Вт/(м$^2 \cdot$ ср $\cdot$ Å).

Напомним, что энергия, излучаемая в интервале спектра $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$, равна $B\Delta\lambda$. Величина B_0 рассчитана на интервал $\Delta\lambda = 1$ Å. Теперь воспользуемся тем обстоятельством, что наблюдаемая яркость $B(\theta)$ примерно равна функции Планка на оптической глубине $\tau = 1$ вдоль луча зрения (см. § 6.8). Поскольку при переходе от центра диска к краю изменяется угол между лучом зрения и нормалью к слоям, уровень $\tau = 1$ в различных точках солнечного диска оказывается на различной глубине, если ее измерять вдоль нормали к слоям (т. е. вдоль радиуса Солнца). Это иллюстрирует рис. 8.17. Разбивая фотосферу на элементарные концентрические слои, можно показать, что в однородной фотосфере (т. е. когда все физические параметры зависят только от глубины вдоль радиуса) справедливо соотношение

$$\tau = \tau(\theta)\cos\theta,$$

где τ — оптическая глубина данной точки вдоль радиуса Солнца, а $\tau(\theta)$ — оптическая глубина той же точки, отсчитываемая вдоль луча зрения.

При $\tau(\theta) = 1$ получаем $\tau = \cos\theta$. Иными словами,

на оптической глубине $\tau = \cos\theta$ вдоль нормали излучение характеризуется функцией Планка $B(T)$, численно совпадающей с яркостью солнечного диска в точке, где луч зрения составляет угол θ с нормалью.

Это позволяет найти закон изменения B с глубиной τ. Подставляя $\tau = \cos\theta$ в формулу (8.11), получаем

$$B(\tau) = B_0(1 - u + u\tau)^{5)}. \tag{8.12}$$

Принимая для зеленых лучей $u = 0{,}65$, имеем

$$B_{5\,000}(\tau_{5\,000}) = (0{,}35 + 0{,}65\tau_{5\,000}) \cdot 4{,}6 \cdot 10^3 \text{ Вт/(м}^3 \cdot \text{ср} \cdot \text{Å}).$$

Сравнивая формулы (8.11) и (8.12), легко заметить, что вид функции $B(\tau)$, определяемой формулой (8.12), совпадает с $B(\cos\tau)$ по (8.11). Отсюда получаем важное приближенное *соотношение Эддингтона—Барбье*

$$B_\lambda(\theta) \approx B_\lambda\left[T(\tau_\lambda = \cos\theta)\right], \tag{8.13}$$

сформулированное выше в словесной форме. Степень приближенности этого соотношения определяется точностью соотношения $B_{\text{набл}} = B(\tau = 1)$. В частности, если B — линейная функция τ, можно показать, что соотношение Эддингтона—Барбье является точным.

Зная функцию Планка на данной глубине можно найти соответствующее значение температуры T. Таким путем получаем на основании найденной зависимости $B(\tau)$ зависимость $T(\tau)$. Результаты подобных численных расчетов см. в табл. 8.5 из § 8.10.

Как видно из табл. 8.5, температура в фотосфере растет с глубиной и в среднем близка к 6 000 К. В соответствии с выводами, сделанными в § 8.4, мы видим, что верхние слои фотосферы переходят в область температурного минимума. Далее, из обсуждения, приведенного в том же параграфе, следует, что водород в фотосфере ионизован слабо.

Определение протяженности фотосферы. Чтобы оценить протяженность фотосферы, воспользуемся введенным в § 8.5 понятием шкалы высоты. Для атмосферы давление на верхней границе P_1 стремится к нулю, а потому давление у основания

$$P_2 \approx \rho g_\odot H_0. \tag{8.14}$$

Величину H_0 можно рассматривать как протяженность такой однородной атмосферы с постоянной плотностью ρ, которая создает то же давление у основания, что и рассматриваемая. Поэтому величину H_0 часто называют *высотой однородной атмосферы*. Она характеризует протяженность атмосферы. Действительно, пользуясь формулами (6.9) и (6.12), выражение (8.14) можно переписать так:

$$mg_\odot H_0 = kT. \tag{8.15}$$

Как следует из последнего равенства, в атмосфере наиболее вероятная кинетическая энергия частицы равна потенциальной энергии, соответствующей подъему на высоту H_0, равную шкале высоты (8.5).

Поскольку фотосфера состоит главным образом из неионизированного водорода, для нее $\mu \approx 1$. Подставляя это значение в формулу (8.15) и полагая в ней $T = 6\,000$ К и $g_\odot = 2{,}7 \cdot 10^2$ м/с^2, находим, что

$$H_0 = \frac{R_g T}{\mu g_\odot} \approx 180 \text{ км}. \tag{8.16}$$

---

5) Эта формула получена в предположении, что слои фотосферы плоские. Поскольку они тонкие, практически это справедливо для $\cos\theta < 0{,}99$ ($\theta > 89°$).

Это составляет примерно 1/4 000 часть солнечного радиуса. Таким образом, существенное изменение плотности происходит в фотосфере на протяжении всего сотен километров.

Плотность вещества и давление в фотосфере. Расчеты показывают, что плотность в фотосфере меняется от $0{,}1 \cdot 10^{-7}$ в верхних слоях до примерно $5 \cdot 10^{-7}$ г/см^3 в глубоких. Поскольку масса атома водорода равна $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ г, это означает, что в 1 см^3 фотосферы содержится от $6 \cdot 10^{15}$ до $3 \cdot 10^{17}$ атомов, а во всем столбике сечением 1 см^2 вдоль луча зрения $3 \cdot 10^{17} \cdot 180$ км их будет порядка $5{,}4 \cdot 10^{24}$ (в основном атомов водорода). Масса такого столбика порядка 10 г, т. е. такая же, как и у аналогичного столбика воздуха высотой в десять метров! Для сравнения полезно напомнить, что при обычных условиях в 1 см^3 воздуха находится около $2{,}7 \cdot 10^{19}$ молекул, а плотность воздуха $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ г/см^3. И только на высотах от 30 до 60 км над уровнем моря его плотность такая же, как и в солнечной фотосфере. Далее мы увидим, что остальные слои атмосферы Солнца разрежены еще сильнее.

Теперь по формуле (6.9) легко найти давление газа, полагая $\mu = 1$ и $T = 6\,000$ K. Оно меняется от $5 \cdot 10^2$ до 2,5 Па. (Давление 10^4 Па соответствует 100 мбар, или около 0,1 атм.)

Приведенные рассуждения являются лишь грубой иллюстрацией основных этапов определения физических свойств вещества в фотосфере. Все числовые результаты весьма приближенны. Тем не менее они дают верное представление об условиях в фотосфере и хорошо согласуются с более точными значениями, приведенными в табл. 8.5. Заметим, что геометрическая глубина h отсчитывается от уровня $\tau_{5\,000} = 1$ со знаком «+» вверх и «−» в вглубь фотосферы.

Толщина фотосферы, т. е. протяженность слоев, откуда к нам приходит более 90 % излучения, наблюдаемого в видимых лучах от центра диска Солнца, менее 200 км, что составляет около $3 \cdot 10^{-4} R_\odot$. Как показывают расчеты, при наблюдении по касательной к таким слоям их видимая толщина уменьшается в несколько раз, вследствие чего вблизи самого края солнечного диска (лимба) наиболее быстрое падение яркости происходит на протяжении менее $10^{-4} R_\odot$. Поэтому край Солнца кажется исключительно резким.

Итак, фотосфера — тонкий, но весьма непрозрачный слой газа протяженностью в несколько сотен километров, с концентрацией частиц около 10^{16}–10^{17} в 1 см^3, температурой 5–7 тыс. K и давлением около 0,1 атм.

При таких условиях все атомы с небольшими потенциалами ионизации в несколько вольт (например Na, K, Ca) ионизуются. Остальные элементы, в том числе водород, энергия ионизации которого 13,6 эВ, остаются преимущественно в нейтральном состоянии.

Отрицательные ионы водорода. Фотосфера — единственный на Солнце слой, где водород нейтрален. Однако из-за практически полной ионизации атомов металлов в фотосферных слоях все же имеются свободные электроны (около 10^{-4} всех частиц). Эти электроны играют исключительно важную роль: соединяясь с нейтральными атомами водорода, они образуют отрицательные ионы водорода H^-, т. е. атомные системы не с одним, как у обычного водорода, а с двумя электронами.

Отрицательные ионы водорода образуются в ничтожном количестве: из ста миллионов водородных атомов в среднем только один превращается в отрицательный ион. Ионы H^- обладают способностью поглощать излучение, причем сильнее всего в области длин волн около 8 500 Å. Поскольку в ближней инфракрасной и видимой областях спектра остальные источники поглощения значительно слабее,

ионы H^-, несмотря на свою ничтожную концентрацию, являются основным агентом, определяющим поглощение видимого излучения фотосферным веществом. Во всей области спектра от $\approx 4\,000$ до $\approx 10\,000$ Å коэффициент поглощения почти не меняется с длиной волны (*серое вещество*) и для $T = 5\,600$ K с точностью до 10 % равен 0,4 г/см^2.

Поглощая свет, отрицательный ион водорода чаще всего распадается на атом обычного водорода и свободный электрон, приобретающий часть энегии поглощенного кванта. Поглощение или излучение светового кванта может произойти и без разрушения иона H^- в момент его столкновения со свободным электроном, который переходя на другую орбиту, поглощает или излучает соответствующую энергию.

Таким образом, тот зеленовато-желтоватый свет, который мы привыкли называть белым и который мощным потоком струится от Солнца, освещая и согревая Землю, рождается в момент приближения к простейшему из всех атомов — водородному — еще одного свободного электрона.

Грануляция. Наблюдения фотосферы при хороших атмосферных условиях позволяют обнаружить ее тонкую структуру, напоминающую тесно расположенные кучевые облака, наблюдаемые сверху с самолета (рис. 8.18). Светлые округлые образования называются *гранулами*, а вся структура — *грануляцией*. Угловые размеры гранул в среднем составляют не более $1''$, что при расстоянии в 1 а. е. соответствует 725 км на Солнце. Каждая отдельная гранула живет в среднем 5–10 мин, после чего она распадается, а на ее месте возникают новые.

Гранулы окружены темными промежутками, образующими как бы ячейки, или соты. Спектральные линии в гранулах и промежутках между ними смещены соответственно в синюю и красную стороны. Это означает, что в гранулах вещество поднимается, а вокруг них опускается. Скорость этих движений составляет 1–2 км/с.

Грануляция — наблюдаемое в фотосфере проявление конвективной зоны в масштабе самого верхнего яруса конвективных элементов (*ячеек конвекции*) с размерами 1–2 тыс. километров, расположенного непосредственно под фотосферой.

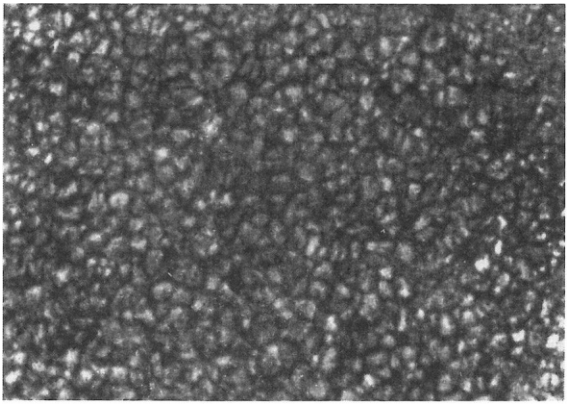


Рис. 8.18. Солнечная грануляция

§ 8.9. Внешние слои солнечной атмосферы

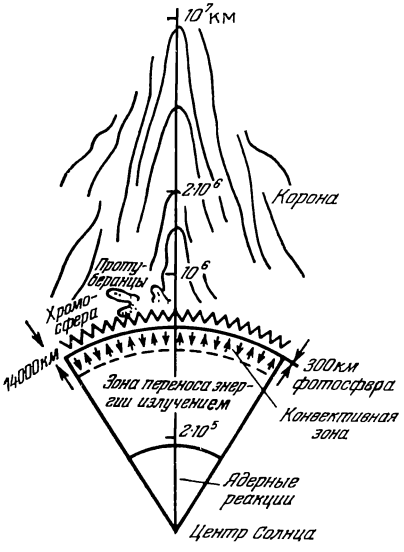


Рис. 8.19. Схематический разрез Солнца и его атмосферы

Как уже упоминалось, плотность вещества в фотосфере быстро уменьшается с высотой. Внешние слои солнечной атмосферы оказываются разреженными еще сильнее, чем фотосфера.

В наружных слоях фотосферы, где плотность становится меньше 10^{-8} г/см^3, температура достигает значений ниже 4 400 K вплоть до минимальной для всей солнечной атмосферы величины около 4 200 K. Выше уровня, где оптическая глубина $\tau_{5\,000} < 10^{-4}$, температура снова начинает возрастать. Сначала происходит медленный рост температуры до нескольких десятков тысяч кельвинов, сопровождающийся ионизацией водорода, а затем и гелия. Эта часть солнечной атмосферы называется *хромосферой* (см. рис. 8.19).

В верхних слоях хромосферы, где плотность падает до 10^{-14}–10^{-15} г/см^3, т. е. в каждом кубическом сантиметре находится не более 10^9 атомов, происходит еще одно, на этот раз весьма резкое, увеличение температуры — примерно до миллиона кельвинов. Здесь на расстоянии 2–3 тыс. км от фотосферы ($3 \cdot 10^{-3} R_\odot$) начинается самая внешняя и наиболее разреженная часть атмосферы Солнца, называемая *солнечной короной*.

В табл. 8.5 приведены результаты расчетов, позволяющие получить более конкретные данные о физических условиях в солнечной атмосфере. В первом столбце этой таблицы — оптическая глубина атмосферы, измеренная для излучения с длиной волны 500 нм, во втором — температура в кельвинах. Затем два столбца логарифмов концентрации всех частиц в 1 см^3 (практически это концентрация водорода n_H и свободных электронов n_e) и только свободных электронов. В двух последних столбцах приведены логарифм плотности, выраженной в г/см^3, и геометрическая высота над уровнем фотосферы, где $\tau_{5\,000} = 1$, измеренная в км.

Причиной столь сильного разогрева самых внешних слоев солнечной атмосферы является, по-видимому, энергия акустических (звуковых) волн, которые, как говорилось в § 8.7, возбуждаются подфотосферной турбулентной конвекцией. При распространении вверх, в слои с меньшей плотностью, эти волны сильно увеличивают свою амплитуду и превращаются в ударные волны.

Ударные волны отличаются от звуковых очень резким перепадом температуры, давления и плотности газа в волне по сравнению с невозмущенной средой. Происходит это потому, что в области сжатия в звуковой волне растут температура и плотность, а следовательно, и скорость распространения звука. Из-за этого волны с большой амплитудой существенно изменяют свою структуру: в области сжатия гребень одной волны наступает на впереди идущую волну, и в итоге образуется резкая граница с примыкающей невозмущенной областью — крутой *фронт ударной волны*.

Таблица 8.5. Модель солнечной атмосферы

$\tau_{5\,000}$	T, K	$\lg(n_H + n_e)$, см$^{-3}$	$\lg n_e$, см$^{-3}$	$\lg \rho$, г/см^3	h, км
Фотосфера					
20	9 200	17,2	15,5	−6,4	−88
10	8 650	17,2	15,3	−6,4	−72
5	8 100	17,2	14,9	−6,3	−56
2	7 120	17,2	14,3	−6,4	−27
1,0	6 430	17,2	13,8	−6,5	0
0,5	5 920	17,1	13,4	−6,5	36
0,2	5 410	17,0	12,9	−6,7	91
0,1	5 140	16,8	12,7	−6,8	136
10^{-2}	4 640	16,3	12,1	−7,4	278
10^{-3}	4 370	15,8	11,6	−7,9	420
Температурный минимум					
10^{-4}	4 180	15,2	11,0	−8,4	560
Хромосфера					
10^{-5}	5 280	14,0	10,9	−9,6	840
10^{-6}	7 150	11,6	10,8	−12,0	1 580
10^{-7}	8 400	11,1	10,5	−12,5	1 900
10^{-8}	9 000	11,0	10,5	−12,6	2 000
Переходный слой					
	11 000	10,8	10,5	−12,8	2 200
	100 000	10,1	9,8	−13,5	2 300
	470 000	9,3	9,0	−14,3	2 400
Корона	1 200 000	8,1	7,8	−15,5	140 000

В области фронта ударной волны часть ее энергии (примерно половина) может непосредственно передаваться отдельным частицам, т. е. переходить в энергию их хаотических тепловых движений. В результате диссипации, которая особенно сильно происходит в хромосфере и короне, их температура увеличивается, причем в хромосфере до 10–30 тысяч кельвинов, а в короне до миллиона кельвинов.

Практически всюду на Солнце присутствуют магнитные поля, как правило, достаточно слабые (с напряженностью в несколько эрстед). В некоторых областях, называемых *активными*, они усиливаются до сотен и тысяч эрстед.

В магнитном поле распространение волн значительно усложняется, а превращение волн малой амплитуды в ударные происходит быстрее. Фактически при наличии магнитного поля возникают колебания нескольких типов, из которых наибольшей интерес представляют поперечные колебания намагниченного вещества, распространяющиеся вдоль силовых линий магнитного поля. Колебание происходит так, как если бы колебалась сама силовая линия. Эти волны называются *волнами Альвена*.

Их роль также велика в нагревании верхних слоев солнечной атмосферы, особенно в активных областях.

§ 8.10. Хромосфера

Интегральная, т. е. по всему спектру, яркость хромосферы в сотни раз меньше, чем яркость фотосферы, хотя в центральных частях сильных линий интенсивность их излучения соизмерима. Фактически из-за большой непрозрачности в центре этих линий наблюдается уже не фотосфера, а вышележащие слои хромосферы. Поэтому для наблюдения хромосферы возможно применение специальных методов, позволяющих выделить слабое ее излучение из мощного потока фотосферной радиации в центральных частях наиболее сильных фраунгоферовых линий. Исторически впервые хромосфера наблюдалась вблизи второго и третьего контактов полных солнечных затмений.

Как только Луна полностью закроет фотосферу, вблизи точки контакта вспыхивает блестящий розовый серп хромосферы. Ширина такого серпа дает непосредственное представление о протяженности хромосферы, превышающей $10''$, а в линейной мере несколько тысяч километров. Хромосфера имеет эмиссионный спектр, состоящий из ярких линий (рис. 8.20). При наблюдении кажется, что они вспыхивают в момент наступления полной фазы затмения. По этой причине спектр хромосферы был назван *спектром вспышки*. Этот спектр очень похож на спектр Солнца, в котором все линии поглощения заменены на линии излучения, а непрерывный спектр почти отсутствует. Однако в спектре хромосферы линии ионизованных элементов сильнее, чем в спектре фотосферы. Очень сильны в нем также линии гелия, по которым этот элемент и был открыт впервые на Солнце, поскольку в фраунгоферовом спектре они практически не видны. Эти особенности спектра свидетельствуют о росте температуры с высотой в хромосфере.

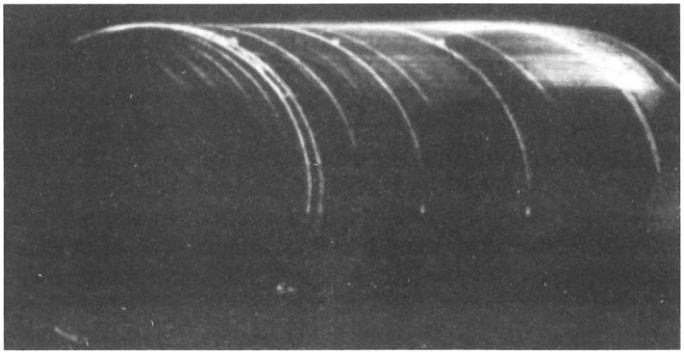


Рис. 8.20. Бесщелевая спектрограмма хромосферы (спектр вспышки). В этом методе «щелью» спектрографа является само изображение серпа хромосферы. Различные серпы на рисунке — ее изображения в линиях водорода и Ca^+ (две крайние слева)

Наиболее интенсивны в спектре хромосферы линии ионизованного кальция, водорода и гелия, в которых хромосфера непрозрачна, в то время как для видимого непрерывного излучения она практически полностью прозрачна. Следовательно, в центральных частях сильных фраунгоферовых линий мы наблюдаем на диске Солнца излучение не фотосферы, а хромосферы. Это обстоятельство лежит в основе важного метода изучения хромосферы: тем или иным путем выделяется очень узкий участок спектра, соответствующий центральной части какой-либо линии (чаще всего H_α водорода или K ионизованного кальция), и Солнце фотографируется в этих лучах. Поскольку к излучению в центральных частях этих линий хромосфера

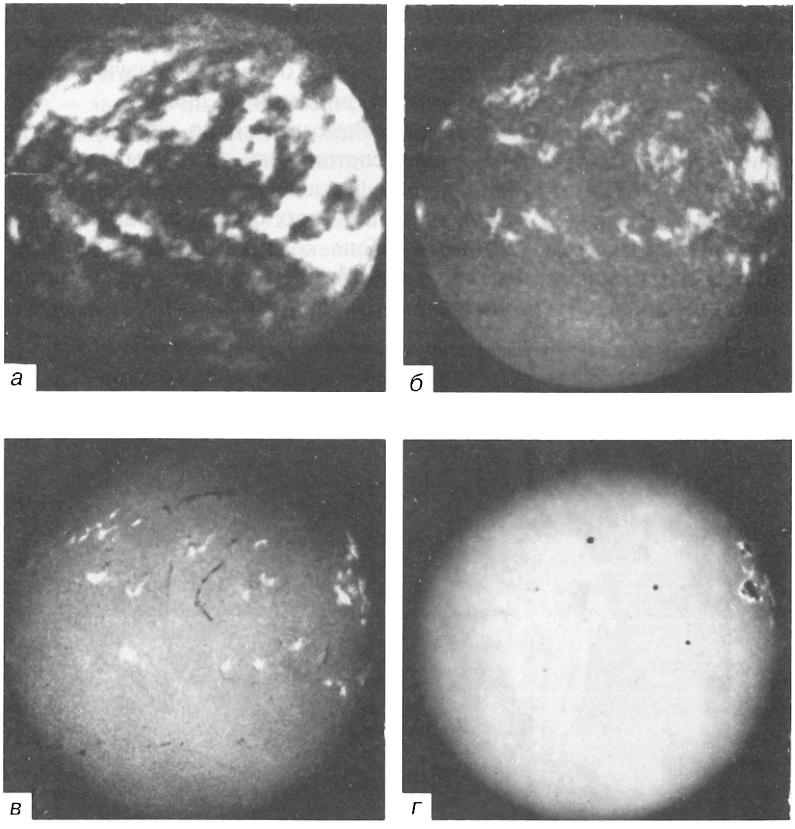


Рис. 8.21. Спектрогелиограммы в линиях: L_α водорода (*а*), K — ионизированного кальция (*б*), H_α — водорода (*в*) и фотография фотосферы в белом свете (*г*), полученные в один и тот же день

непрозрачна, все наблюдаемые на такой фотографии детали изображения принадлежат хромосфере (рис. 8.21).

Таким образом, мы видим, что, наблюдая излучение фраунгоферовых линий, можно изучать слои солнечной атмосферы, находящиеся на различной глубине. Чем меньше коэффициент поглощения, т. е. чем прозрачнее вещество, тем более глубокие слои мы можем наблюдать. В § 6.7 было показано, что поглощение в спектральных линиях уменьшается по мере удаления от центра линии. Поэтому в крыльях линий, а также в центральных частях слабых линий можно наблюдать различные по высоте уровни фотосферы, в то время как центральные части сильных линий позволяют изучать хромосферу.

При изучении фотографий хромосферы прежде всего обращает на себя внимание ее неоднородная структура, значительно резче выраженная, чем грануляция в фотосфере. Наиболее мелкие структурные образования в хромосфере называются *спикулами*. Лучше всего они видны на краю диска Солнца (лимбе). Они имеют продолговатую форму, причем вытянуты преимущественно в радиальном направлении. Длина их составляет несколько тысяч километров, а толщина — около одной тысячи километров. Со скоростями в несколько десятков километров в секунду спикулы поднимаются из хромосферы в корону и растворяются в ней.

Таким образом, через спикулы происходит обмен веществом между хромосферой и вышележащей короной. Как мы увидим дальше, корональное вещество также может опускаться в хромосферу. Спикулы, в свою очередь, образуют более крупную структуру, называемую *хромосферной сеткой*, видимой на диске.

Хромосферная сетка лучше всего прослеживается по водородным или кальциевым фильтрограммам Солнца. Она состоит из отдельных ячеек размером от 30 до 60 тыс. км. Границы ячеек хромосферной сетки образованы скоплениями тонкоструктурных элементов, ярких на кальциевых фильтрограммах и в основном темных на водородных (рис. 8.21 *б* и *в*). Еще контрастнее сетка видна на фотографиях в сильных линиях в далекой ультрафиолетовой части спектра, например, в резонансной линии λ304 Å ионизованного гелия (рис. 8.22).

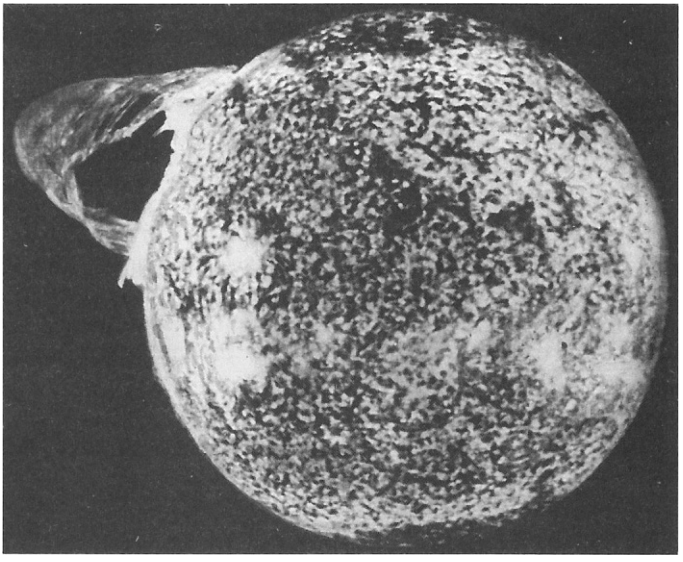


Рис. 8.22. Гелиограмма в линии λ304 Å ионизованного гелия с большим протуберанцем в короне

Хромосферная сетка совпадает с характерным полем скоростей, определенным по эффекту Доплера на основании фильтрограмм, полученных в синем и красном крыльях какой-либо сильной фраунгоферовой линии. Движущиеся детали на таких фильтрограммах выглядят по-разному в зависимости от направления и скорости движения. Сравнение фильтрограмм позволяет найти распределение лучевых скоростей газа по изображению. Оказалось, что внутри ячеек хромосферной сетки газ поднимается и растекается к границам, а на самих границах он опускается. Эта структура движений была названа *супергрануляцией*, поскольку она является следствием крупномасштабных конвективных движений, затрагивающих глубокие слои конвективной зоны.

§ 8.11. Корона

Солнечная корона — самая внешняя и очень разреженная часть атмосферы Солнца, продолжающаяся в виде движущейся от Солнца плазмы *солнечного ветра* в межпланетное пространство. Установление ее физической природы — одна

из наиболее увлекательных глав истории физики Солнца, включающая множество дискуссий, ошибок и удачных предсказаний, которые за краткостью изложения мы вынуждены будем опустить.

Корона — замечательный объект для демонстрации возможностей современной всеволновой астрономии: видимое излучение короны в прошлом изучалось только во время полных солнечных затмений в течение общего времени порядка часа. Зато радиоизлучение можно регистрировать постоянно, а на метровых волнах даже сквозь облака и на больших удалениях от Солнца. С развитием внеатмосферных методов появилась возможность непосредственно получать изображение всей короны в рентгеновских лучах. Рассмотрим данные этих наблюдений в исторической последовательности.

Видимое излучение короны. Корона в сотни раз слабее дневного неба. Ее яркость в миллион раз меньше яркости фотосферы и примерно равна поверхностной яркости Луны. Поэтому наблюдать солнечную корону невооруженным глазом можно лишь во время полной фазы солнечных затмений.

Вне затмений с поверхности Земли корону наблюдают при помощи специальных телескопов — *коронографов*. В этих приборах устраивается искусственное затмение Солнца и максимально устраняется рассеянный свет неба, а также самого инструмента.

Корона не имеет резких очертаний и обладает неправильной формой, сильно меняющейся со временем. Об этом можно судить, сопоставляя ее фотографии, полученные во время различных затмений (рис. 8.23).

Яркость короны уменьшается в десятки раз при удалении от края Солнца на величину его радиуса. Изменение яркости в $e \approx 2{,}7$ раз (шкала высоты) происходит на протяжении порядка 10^{10} см, т. е. около $R_\odot/7$. Наиболее яркую часть короны, удаленную от лимба не более чем на 0,2–0,3 радиуса Солнца, принято называть *внутренней короной*, а остальную, весьма протяженную часть — *внешней короной*.

Важной особенностью короны является ее лучистая структура. *Лучи* бывают разной длины — вплоть до десятка и более солнечных радиусов.

Внутренняя корона также богата структурными образованиями, напоминающими *дуги*, *шлемы*, отдельные облака (*корональные конденсации*). Особенно характерна структура, временами наблюдаемая у полюсов: короткие прямые лучи образуют так называемые *полярные щеточки*.

Спектр короны обладает рядом важных особенностей. Основой его является слабый непрерывный фон с распределением энергии, в точности повторяющим распределение энергии в непрерывном спектре Солнца. На фоне этого непрерывного спектра во внутренней короне наблюдаются яркие эмиссионные линии, интенсивность которых уменьшается по мере удаления от Солнца (рис. 8.24). Большинство из этих линий не удается получить в лабораторных спектрах. Во внешней короне наблюдаются фраунгоферовы линии солнечного спектра, отличающиеся от фотосферных большей остаточной интенсивностью.

Излучение короны поляризовано, причем в пределах расстояний до $0{,}5R_\odot$ от края Солнца поляризация увеличивается примерно до 50 %, а на бóльших расстояниях она снова уменьшается.

Подобные распределения энергии в непрерывных спектрах короны и фотосферы говорит о том, что излучение короны является рассеянным светом фотосферы. Поляризованность этого света позволяет установить природу частиц, на которых происходит рассеяние. Столь сильную поляризацию могут вызвать только свободные электроны.

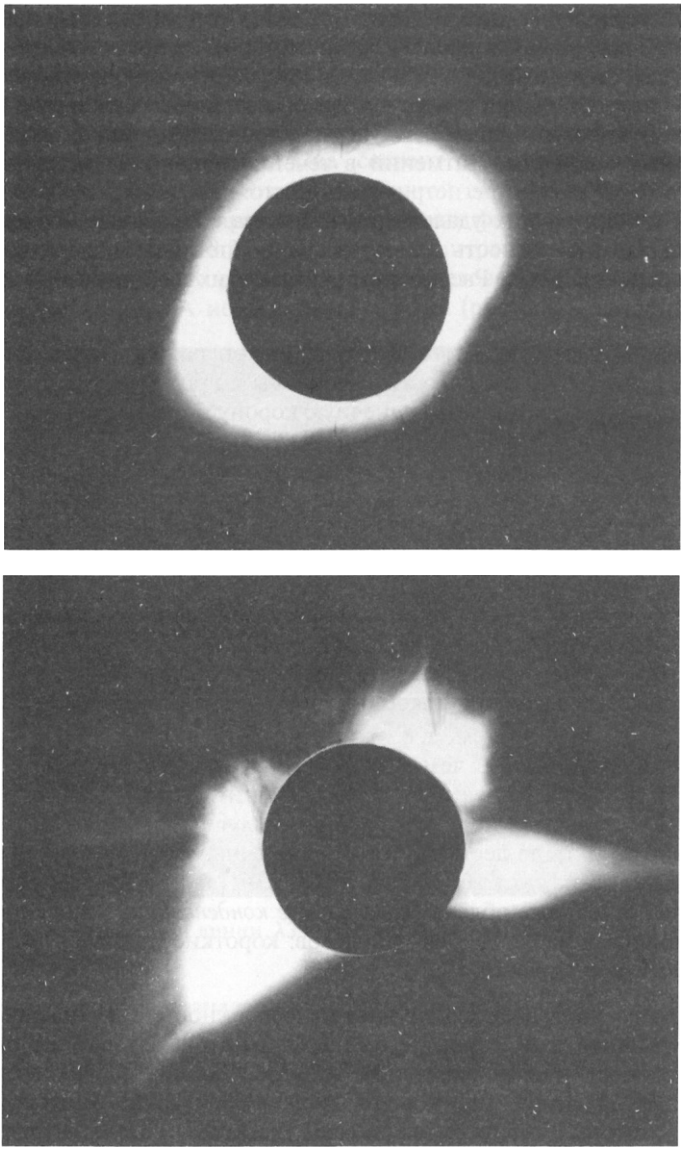


Рис. 8.23. Солнечная корона в эпоху минимума (вверху) и максимума (внизу) солнечной активности

Как отмечалось в § 6.6, излучение, рассеянное на свободных электронах под углом 90° к направлению падающих лучей, полностью поляризовано.

Поскольку вдоль луча зрения расположены участки короны, которые рассеивают падающее на них излучение фотосферы не только под углом 90°, но и под другими углами (рис. 8.25), наблюдаемая суммарная поляризация оказывается частичной. С удалением от Солнца оно видно из данной точки под меньшим углом, и угол рассеяния в среднем оказывается близким к 90°. Поэтому с увеличением

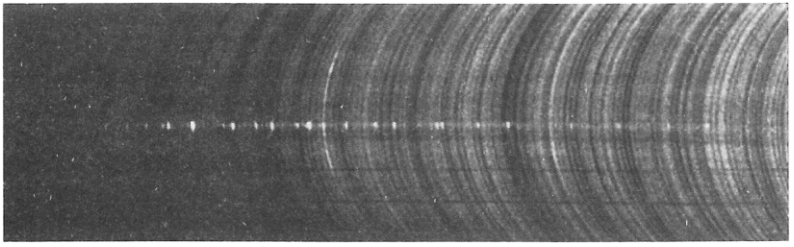


Рис. 8.24. Спектр короны. Яркие дуги эмиссионных линий видны на фоне солнечных линий поглощения от рассеянного света неба. Узкая полоска посередине — эмиссионный центр протуберанца

расстояния от лимба степень поляризации должна возрастать, что и наблюдается во внутренней короне. Однако во внешней короне это увеличение сменяется уменьшением, что говорит о наличии неполяризованной части излучения, относительная доля которой растет с высотой. Природу этого неполяризованного излучения мы рассмотрим ниже.

Четкая угловая зависимость степени поляризации излучения, рассеянного на свободных электронах, позволяет рассчитать число рассеивающих частиц на различных расстояниях от Солнца и найти распределение плотности вещества в короне.

Действительно, в каждой точке наблюдаемой на небе короны яркость пропорциональна числу свободных электронов на луче зрения. Один свободный электрон рассеивает примерно 10^{-24} долю излучения, приходящегося на площадку в 1 см^2. Так как яркость короны составляет 10^{-6} от фотосферной, то в столбике короны сечением в 1 см^2 вдоль луча зрения должно находиться $10^{-6}/10^{-24} = 10^{18}$ свободных электронов. При шкале высоты 10^{10} см это означает, что в среднем в 1 см^3 вещества короны должно находиться $10^{18}/10^{10} = 10^8$ свободных электронов.

Появление этих свободных электронов может быть вызвано только ионизацией вещества. Однако ионизованный газ (плазма) в целом должен быть нейтрален. Следовательно, концентрация ионов в короне также должна быть порядка 10^8 см$^{-3}$. Большая часть этих ионов возникает в результате ионизации наиболее обильного на Солнце элемента — водорода. Вместе с тем нейтрального водорода в короне не должно быть, так как в ее эмиссионном спектре линии водорода полностью отсутствуют. Таким образом, общая концентрация частиц в короне должна равняться сумме концентраций ионов и свободных электронов, т. е. должна быть порядка $2 \cdot 10^8$ см$^{-3}$.

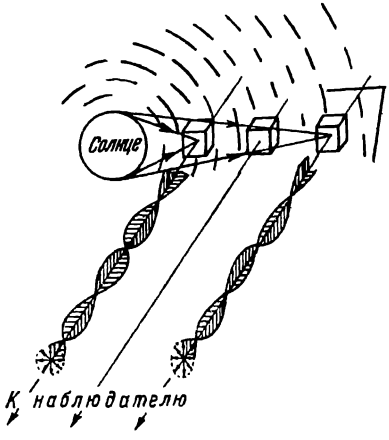


Рис. 8.25. Рассеяние фотосферного излучения на свободных электронах в короне

Эмиссионные линии солнечной короны, расположенные в видимой и близкой инфракрасной области спектра, принадлежат обычным химическим элементам, но находящимся в очень высоких степенях ионизации. Наиболее интенсивна зеленая корональная линия с длиной волны 5 303 Å, испускаемая ионом Fe XIV, т. е. атомом железа, лишенным 13 электронов. Другая интенсивная линия — красная корональная ($\lambda = 6\,374$ Å) — принадлежит атомам

девятикратно ионизованного железа Fe X. Остальные эмиссионные линии отождествлены с ионами Fe XI, Fe XIII, Ni XIII, Ni XV, Ni XVI, Ca XII, Ca XV, Ar X и др.

Корональные линии являются запрещенными. Их возникновение в спектре короны говорит о чрезвычайной разреженности ее вещества.

Для образования высокоионизованных корональных ионов нужны большие энергии в сотни электрон-вольт (например, потенциал ионизации FeX составляет 233 В, Fe XIV — 335 В, Ca XV — 814 В). Для сравнения напомним, что для отрыва единственного электрона от атома водорода требуется энергия всего в 13,6 эВ. В излучении Солнца (фотосферы) нет фотонов, способных вызвать сильную ионизацию вещества в короне, ее собственное излучение также ничтожно. Поэтому причина ионизации — столкновения атомов, прежде всего со свободными электронами. Энергия таких электронов составляет сотни электрон-вольт, а их скорость достигает многих тысяч километров в секунду. Эти значения были использованы в § 6.8 для оценки температуры короны. Она приближается к миллиону кельвинов.

Высокая скорость электронов короны, рассеивающих солнечный свет, объясняет почему при этом в непрерывном спектре внутренней короны не наблюдаются фраунгоферовы линии: они полностью «размываются» вследствие очень сильного расширения, связанного с доплеровским эффектом от быстро движущихся электронов.

Таким образом, солнечная корона представляет собой разреженную плазму с температурой порядка миллиона кельвинов. Такая плазма сильно излучает в рентгеновском диапазоне спектра, что мы рассмотрим ниже.

Следствием высокой температуры короны является уже отмечавшаяся огромная ее протяженность. Действительно, согласно формуле (8.5), шкала высоты пропорциональна температуре. Учитывая, что относительная молекулярная масса ионизованного газа короны вдвое меньше, чем нейтрального водорода в фотосфере, а температура больше в 150 раз, получаем, что протяженность короны в сотни раз превышает толщину фотосферы и составляет сотни тысяч километров, что прекрасно согласуется с наблюдениями.

Фраунгоферова корона. Излучение солнечной короны, не связанное с рассеянием на свободных электронах, имеет иную природу. Оно является причиной появления во внешней короне фраунгоферовых линий, почему ее и называют *фраунгоферовой короной*. Она не имеет отношения к солнечной атмосфере и представляет собой свет Солнца, рассеянный на мелких межпланетных пылинках, расположенных в околосолнечном пространстве. Рассеивая свет, эти пылинки очень слабо его поляризуют. Они обладают свойством бóльшую часть падающего на них излучения рассеивать под малыми углами к первоначальному направлению лучей (рис. 8.26). Поэтому наибольшая наблюдаемая интенсивность рассеяния на пылинках возникает в пространстве между Землей и Солнцем, создавая вблизи него впечатление «ложной короны». Это свечение можно наблюдать и на бóльших расстояниях от Солнца в виде *зодиакального света*, наблюдаемого в темные безлунные ночи весной и осенью в южных широтах вскоре после захода или незадолго перед его восходом. В это время эклиптика высоко поднимается над горизонтом и становится заметной проходящая вдоль нее светлая полоса. По мере приближения к Солнцу, находящемуся под горизонтом, свечение усиливается, а полоса расширяется, образуя треугольник. С увеличением углового расстояния от Солнца яркость зодиакального света уменьшается, но в виде едва заметной полосы оно иногда прослеживается вдоль всей эклиптики. В области неба, противоположной Солнцу (антисолнечная область), яркость зодиакального света слегка возрастает, образуя

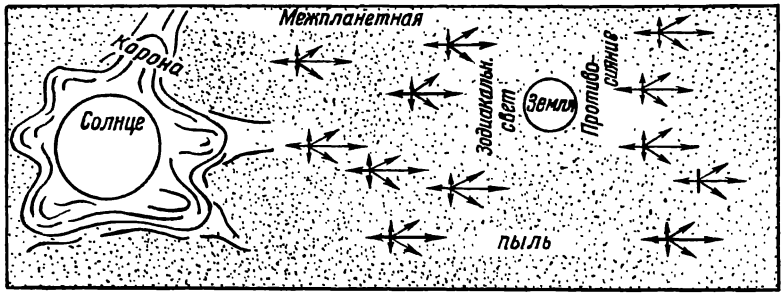


Рис. 8.26. Образование фраунгоферовой короны

эллиптическое туманное пятно диаметром около 10°, называемое *противосиянием*. Оно обусловлено тем, что пылинки отражают свет Солнца.

Радиоизлучение короны. Солнечное радиоизлучение отличается переменностью главным образом потому, что оно возникает в короне. Эта переменность усиливается при переходе к низким частотам. Регистрируя наименьшее значение мощности, можно наблюдаемое радиоизлучение разделить на две части: *постоянную* и *переменную*. Первая называется радиоизлучением *спокойного* Солнца, вторая — радиоизлучением *возмущенного* Солнца.

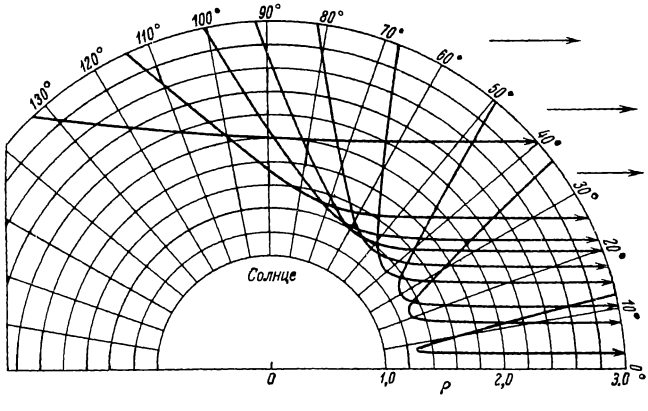
Солнечная корона исключительно прозрачна для видимого излучения, но плохо пропускает радиоволны, которые испытывают в ней сильное поглощение, а также преломление (рис. 8.27 *а*). Следовательно, солнечная корона должна излучать радиоволны почти как абсолютно черное тело с температурой в миллион кельвинов (§ 6.6). Поэтому температуру короны определяют, измеряя яркостную температуру солнечного радиоизлучения.

На метровых волнах яркостная температура короны действительно составляет около миллиона кельвинов. На более коротких волнах она уменьшается. Это связано с увеличением глубины выхода излучения из-за уменьшения поглощающих свойств плазмы (рис. 8.27 *б*). Так, например, на сантиметровых волнах излучение беспрепятственно выходит из верхней хромосферы, а на миллиметровых волнах — из средних и нижних ее слоев.

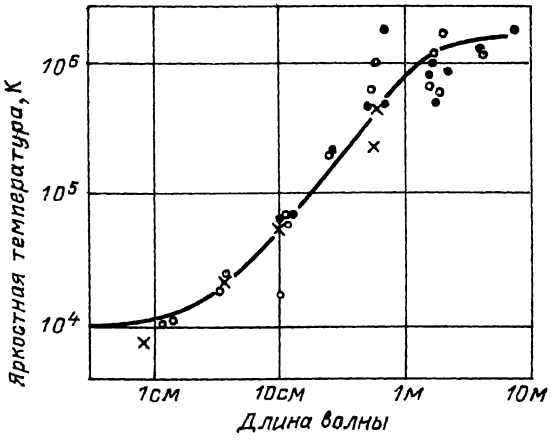
Радиометоды позволяют проследить продолжение солнечной короны на огромных расстояниях от Солнца: в несколько десятков радиусов. Это возможно благодаря тому, что ежегодно, в июне, при своем движении по эклиптике Солнце проходит мимо мощного источника радиоизлучения — Крабовидной туманности в созвездии Тельца[6]. При прохождении через солнечную корону радиоволны, принадлежащие этому источнику, рассеиваются на неоднородностях короны. Вследствие этого во время «затмения» Крабовидной туманности внешними частями солнечной короны наблюдается уменьшение радиояркости (т. е. яркости радиоизлучения) источника. Обнаруженные таким путем наиболее далекие от Солнца области короны называют *сверхкороной*.

Рентгеновское излучение короны. При помощи рентгеновских телескопов, устанавливаемых на космических аппаратах, получаются рентгеновские фотографии Солнца, в настоящее время по своему качеству не уступающие лучшим наземным снимкам Солнца в видимых лучах.

[6] Для той же цели используется «просвечивание» короны множеством других, более слабых радиоисточников.



а



б

Рис. 8.27. Радиоизлучение короны: *а* — траектории распространения волн с длиной 3 м; *б* — зависимость яркостной температуры центра солнечного диска от длины волны

На рентгеновских фотографиях видна корона и Солнце выглядит весьма необычно. Общая картина сильно напоминает распределение радиояркости, получаемое при помощи многоантенных радиоинтерферометров. Привычного резко очерченного круга практически не видно, рентгеновское Солнце имеет неправильную форму с множеством ярких пятен и клочковатой структурой. Вблизи оптического лимба заметно увеличение яркости в виде неоднородного кольца. Особенно яркие пятна наблюдаются над центрами солнечной активности, в областях, где находятся мощные источники радиоизлучения на дециметровых и метровых волнах. Это означает, что рентгеновское излучение возникает, как и радиоизлучение, в основном в солнечной короне. При температуре в несколько миллионов кельвинов рентгеновское излучение короны оказывается во много раз интенсивнее излучения глубже расположенных и менее горячих хромосферы и фотосферы. Поэтому рентгеновские наблюдения Солнца позволяют проводить детальные исследования структуры короны в проекции на диск Солнца.

На рентгеновских фотографиях Солнца, полученных, например во время работы американского космического аппарата «Скайлаб» в 1973 г. (рис. 8.28), было обнаружено множество ранее не известных образований в солнечной короне. Яркие активные области оказались состоящими из систем тонких протяженных волокон или трубок в виде петель, совпадающих с направлением силовых линий магнитных полей. Трубки магнитного поля заполнены горячей корональной плазмой, нагретой до температуры, превышающей два миллиона кельвинов. Рядом с яркими областями свечения короны над пятнами часто наблюдаются обширные темные области, не связанные ни с какими заметными образованиями в видимых лучах. Они называются *корональными дырами* и, по-видимому, связаны с участками солнечной атмосферы, в которых магнитные силовые линии не образуют петель и вытянуты радиально далеко от Солнца. Из этих областей происходит усиление истекания плазмы солнечного ветра, оказывающего существенное влияние на геофизические явления (см. § 9.6). Корональные дыры могут существовать в течение нескольких оборотов Солнца и тем самым вызывать на Земле 27-дневную периодичность тех явлений, которые наиболее чувствительны к корпускулярному излучению Солнца.

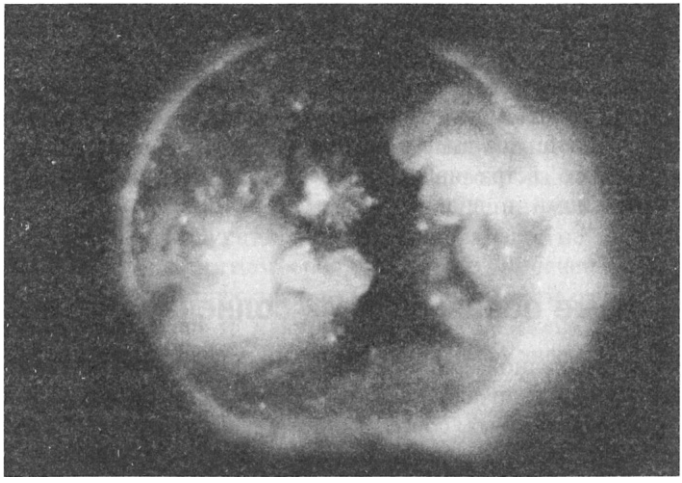


Рис. 8.28. Рентгеновское Солнце

На рентгеновских фотографиях Солнца можно также заметить сотни *ярких точек* с размерами не более нескольких тысяч километров, каждая из которых существует в среднем 8–10 часов и нередко вспыхивает в течение одной-двух минут.

Спектр рентгеновского излучения Солнца в настоящее время изучен уже достаточно подробно. В основном он состоит из эмиссионных резонансных линий многократно ионизованных атомов. Во время солнечных вспышек интенсивность рентгеновского излучения в мягком диапазоне ($\lambda < 10$ Å) усиливается (от всего Солнца) в десятки раз. Спектр этого излучения тепловой и соответствует температурам в десятки миллионов кельвинов. Во время сильных вспышек иногда наблюдаются всплески жесткого рентгеновского излучения с длинами волн короче 0,1 Å, длящиеся несколько минут. В это время возникает нетепловое рентгеновское излучение вспышек, обусловленное теми же причинами, что и связанные со вспышками большие всплески радиоизлучения. Изучение рентгеновского излучения вспышек позволяет установить детали процессов, связанные с важнейшими проявлениями солнечной активности.

Солнечный ветер. Солнечная корона имеет динамическое продолжение далеко за орбиту Земли до расстояний порядка 100 а. е. от Солнца. Об этом свидетельствует обнаруженная слабая поляризация зодиакального света. Кроме того, на основании изучения движения вещества в хвостах комет выяснилось, что из солнечной короны происходит постоянное истечение плазмы со скоростью, постепенно увеличивающейся по мере удаления от Солнца и на расстоянии Земли достигающей 300–400 км/с. Это расширение солнечной короны в межпланетное пространство называется *солнечным ветром*.

Исследование межпланетной плазмы, осуществленное при помощи космических аппаратов, позволило непосредственно зарегистрировать вблизи Земли поток протонов и электронов солнечного ветра, соответствующий скорости движения от Солнца порядка нескольких сотен километров в секунду и концентрации частиц 1–10 протонов/см^3.

Из корональных дыр исходят более быстрые потоки со скоростями 600–700 км/с на расстоянии Земли. Солнечный ветер уносит с собой в межпланетную среду корональное магнитное поле, что приводит к образованию *межпланетного магнитного поля*. Вследствие вращения Солнца силовые линии этого поля закручиваются в спираль. При этом полярность поля сохраняет то же значение, что и в активных областях, явившихся дополнительным источником солнечного ветра.

Вследствие этого межпланетное поле имеет своеобразную *секторную структуру* чередующейся полярности магнитного поля. Чаще всего наблюдаются два или четыре сектора, вращающихся вместе с Солнцем.

Поток солнечного ветра является сверхзвуковым течением. Поэтому при встрече с препятствиями в виде планет или их магнитных полей образуются ударные волны.

§ 8.12. Активные образования в солнечной атмосфере

Временами в солнечной атмосфере возникают быстро меняющиеся активные образования, резко отличающиеся от окружающих невозмущенных областей, свойства и структура которых совсем или почти совсем не меняется со временем. В фотосфере, хромосфере и короне проявления солнечной активности весьма различны. Однако все они связаны общей причиной. Такой причиной является магнитное поле, усиление и изменение которого всегда сопровождается возникновением активных образований.

Часть солнечной атмосферы, где происходят такие изменения, называется *активной областью*.

Возникновение и структура активной области является развитием структур невозмущенной атмосферы и в первую очередь ячеек хромосферной сетки, описанной в § 8.11.

В свою очередь, структура всей солнечной атмосферы, как невозмущенной, так и возмущенной (активной), тесно связана с конвективной зоной. Рис. 8.29 схематически изображает эту связь. Структурные элементы конвекции возникают в масштабах локальной шкалы высоты, пропорциональной температуре. Поэтому наибольшего размера так называемые *гигантские ячейки* достигают у нижнего основания конвективной зоны. По размерам они близки к общей ее протяженности. Самые верхние слои конвективной зоны имеют структуру с размерами порядка 1000 км, подобную фотосферной *грануляции*. Между этими крайними по масштабам элементами имеются *супергранулы*, верхние части которых проявляют себя

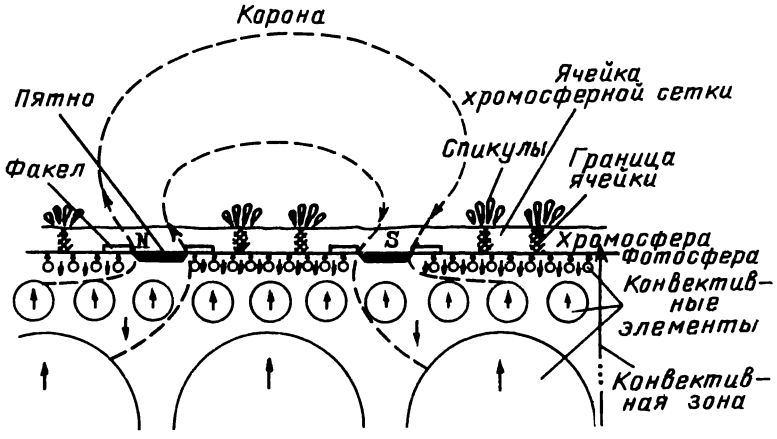


Рис. 8.29. Схема строения внешних слоев Солнца

в виде хромосферной сетки, уплотнения на границах которой соответствуют области возникновения спикул.

Происхождение и причина изменения магнитных полей на Солнце не вполне ясны. С одной стороны, магнитные поля могут быть сконцентрированы в каком-либо слое Солнца (например, у основания конвективной зоны). С другой стороны, они могут периодически усиливаться в результате своеобразного процесса, напоминающего возбуждение магнитного поля в динамо-машине (*магнитное динамо*).

Вследствие явления индукции плазма, как правило, не может перемещаться поперек силовых линий магнитного поля, но свободно течет вдоль них. Поэтому в большинстве случаев космической плазмы в зависимости от соотношения между энергиями магнитного поля и макроскопических движений плазма либо течет вдоль силовых линий сильного магнитного поля, либо увлекает в своем движении силовые линии слабого магнитного поля. В первом случае говорят, что плазма как бы приклеена к силовым линиям магнитного поля. Во втором — говорят о «вмороженности» поля в плазму.

Пятна. Наиболее известным и легче всего наблюдаемым проявлением солнечной активности являются *солнечные пятна*, как правило возникающие целыми *группами*. Появление *группы солнечных пятен* — важнейший признак начала развития активной области.

Отдельное солнечное пятно появляется в виде крошечной *по́ры*, едва отличающейся от темных промежутков между гранулами. Через день пора развивается в круглое темное пятно с резкой границей, диаметр которого постепенно увеличивается вплоть до размеров в несколько десятков тысяч километров (рис. 8.30). Это явление сопровождается плавным увеличением напряженности магнитного поля, которое в центре крупных пятен достигает нескольких тысяч эрстед. Магнитное поле пятен измеряют по зеемановскому расщеплению магниточувствительных линий в его спектре, как об этом сообщалось в конце § 6.6.

Отдельные пятна группы преимущественно появляются на западном и восточном краях области, где сильнее других развиваются два пятна — *ведущее* (западное) и *хвостовое* (восточное). Магнитные поля обоих главных пятен и примыкающих к ним мелких всегда обладают противоположной полярностью, поэтому такую группу пятен называют *биполярной*. Через три–четыре дня после появления большого

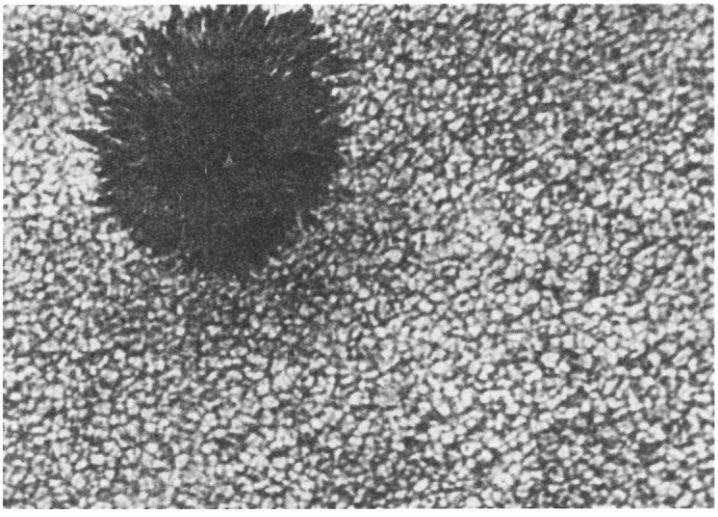


Рис. 8.30. Солнечное пятно с развитой полутенью

пятна вокруг него возникает менее темная *полутень*, имеющая характерную радиальную структуру. Она окружает центральную часть пятна, называемую *тенью*. С течением времени площадь, занимаемая группой пятен, постепенно возрастает, достигая наибольшего значения примерно на десятый день. После этого пятна начинают постепенно уменьшаться и исчезать, сначала наиболее мелкие из них, затем хвостовое (предварительно распавшись на несколько пятен), наконец, ведущее. В целом весь этот процесс длится около двух месяцев, однако многие группы солнечных пятен не успевают пройти всех описанных стадий и исчезают раньше.

Центральная часть пятна («тень») только кажется черной из-за большой яркости фотосферы. На самом деле в центре пятна яркость уменьшена только раз в десять, а яркость полутени составляет примерно 3/4 яркости фотосферы. На основании закона Стефана—Больцмана это означает, что температура в пятне на 2–2,5 тыс. К меньше, чем в фотосфере.

Понижение температуры в пятне объясняется влиянием магнитного поля. Магнитное поле, особенно если оно сильное, тормозит движение вещества, происходящее поперек силовых линий. Поэтому в конвективной зоне под пятном ослабляется циркуляция газов, которая переносит из глубины наружу существенную часть энергии. В результате температура пятна оказывается меньше, чем в невозмущенной фотосфере.

Большая концентрация магнитного поля в тени ведущего и хвостового пятна наводит на мысль, что основная часть магнитного потока активной области на Солнце заключена в гигантской трубке силовых линий, выходящей из тени пятна северной полярности и входящей обратно в пятно южной полярности (рис. 8.29).

Вместе с тем из-за большой проводимости солнечной плазмы и явления самоиндукции магнитные поля напряженностью в несколько тысяч эрстед не могут ни возникнуть, ни исчезнуть за несколько дней, соответствующих времени появления и распада группы пятен. Отсюда можно предположить, что магнитные трубки находятся где-то в конвективной зоне, возможно у ее основания, а возникновение групп солнечных пятен связано с всплыванием этих трубок. Плавучесть трубок обусловлена их расширением из-за дополнительного давления, создаваемого сильным магнитным полем внутри трубки.

Факелы. Вокруг пятен, особенно наблюдаемых вблизи лимба, видны яркие образования — *фотосферные факелы*. Они отличаются характерной ячейковой структурой, образованной многочисленными яркими точками — *факельными гранулами*, сливающимися в цепочки и прожилки. В целом картина напоминает хромосферную сетку, но видимую в белом свете, причем тени пятен оказываются совпадающими с центральными областями отдельных ячеек (рис. 8.31).



Рис. 8.31. Факелы, окружающие солнечное пятно вблизи края Солнца

Факелы всегда возникают при небольших усилениях магнитных полей до значений в десятки и сотни эрстед. Они могут существовать и без пятен, чаще всего предваряя их появление, или в качестве остатков активной области.

Лучше всего факелы видны на краю солнечного диска (здесь их контраст с фотосферой составляет около 20 %), в то время как в центре они почти не заметны. Это означает, что факел горячее соседней невозмущенной области на 200–300 К и в целом слегка выступает над уровнем невозмущенной фотосферы.

Возникновение факела связано с важным свойством магнитного поля — препятствовать движению даже слабо ионизованного вещества, происходящему поперек силовых линий. Если магнитное поле обладает достаточно большой напряженностью, то оно «допускает» движение вещества только вдоль силовых линий. Слабое магнитное поле в области факела не может остановить сравнительно мощных конвективных движений. Однако оно может придать им более правильный характер. Обычно каждый элемент конвекции, помимо общего подъема или опускания по вертикали, совершает небольшие беспорядочные движения в горизонтальной плоскости. Эти движения, приводящие к возникновению трения между отдельными элементами конвекции, тормозятся магнитным полем, имеющимся в области факела, что облегчает конвекцию и позволяет горячим газам подняться на большую высоту и перенести больший поток энергии. Таким образом, появление факела связано с усилением конвекции, вызванным слабым магнитным полем.

Факелы — относительно устойчивые образования. Они без особых изменений могут существовать в течение нескольких недель и даже месяцев, порой занимая значительную долю видимой площади фотосферы.

Флоккулы. Хромосфера над пятнами и факелами увеличивает свою яркость (*возмущенная хромосфера*), причем контраст между возмущенной хромосферой растет с высотой. На рис. 8.21 были приведены полученные почти одновременно спектрогелиограммы Солнца в линиях H_α водорода, К ионизованного кальция и L_α водорода, относящиеся соответственно к слоям хромосферы, расположенным на высотах 1 200–1 700, 1 800–2 000 и 2 300 км. Яркие пятна, заметные на этих спектрогелиограммах и совпадающие по своим очертаниям с положением фотосферных факелов, называются *флоккулами*.

Контраст яркости флоккула по сравнению с окружающей невозмущенной хромосферой не позволяет непосредственно определить его температуру подобно тому, как это было сделано для пятен на основании закона Стефана—Больцмана. Здесь зависимость сложнее и не является однозначной, так как яркость относится только к узкому участку спектра, соответствующему центральным частям сильных спектральных линий. Ввиду прозрачности хромосферы к излучению в непрерывном спектре, формулы Планка и Стефана—Больцмана не применимы и простой зависимости между яркостью и температурой не существует.

Повышенную яркость флоккула в центральных частях сильных линий можно объяснить увеличением плотности вещества в хромосфере в три–пять раз при почти неизменном значении температуры или лишь слабом ее увеличении.

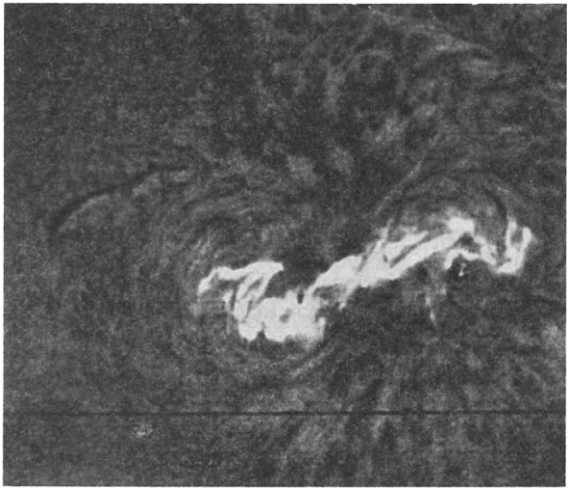


Рис. 8.32. Большая вспышка на Солнце

Солнечные вспышки. В короне и хромосфере, чаще всего в небольшой области между развивающимися пятнами, особенно вблизи границы раздела полярности сильных магнитных полей, возникают самые мощные и быстро развивающиеся проявления солнечной активности, называемые *солнечными вспышками* (рис. 8.32). В начале вспышки яркость одного из светлых узелков флоккула внезапно возрастает. Часто менее чем за минуту сильное излучение распространяется вдоль длинного жгута или заливает целую область протяженностью в десятки тысяч километров. В видимой области спектра усиление свечения происходит главным образом в спектральных линиях водорода, ионизованного кальция и других металлов. Уровень непрерывного спектра также возрастает, иногда настолько сильно, что вспышка становится заметной на фоне фотосферы в белом свете. Одновременно с видимым излучением сильно возрастает интенсивность ультрафиолетового и рентгеновского, а также радиоизлучения из области вспышки.

Во время вспышек наблюдаются самые коротковолновые (т. е. наиболее «жесткие») рентгеновские спектральные линии и даже, в некоторых случаях, гамма-излучение. Увеличение (*всплеск*) всех этих видов излучения происходит за несколько минут. После достижения максимума излучение постепенно ослабевает в течение нескольких десятков минут.

Помимо увеличения яркости во время вспышек наблюдаются мощные движения газов, а также выбросы облаков плазмы в виде отдельных конденсаций и «брызг».

Все перечисленные явления объясняются выделением большого количества энергии неустойчивой плазмы, находящейся в области очень неоднородного магнитного поля. В результате сложного процесса взаимодействия магнитного поля и плазмы значительная часть энергии магнитного поля переходит в тепло, нагревая газ до температуры в десятки миллионов кельвинов, а также идет на ускорение отдельных облаков плазмы.

Одновременно с ускорением макроскопических облаков плазмы относительные движения плазмы и магнитных полей приводят к ускорению отдельных частиц до высоких энергий: электронов до десятков килоэлектрон-вольт и протонов до десятков мегаэлектрон-вольт. Хотя их энергии заметно меньше, чем у галактических космических лучей (см. § 11.19), поток этих *солнечных космических лучей* больше и они оказывают существенное воздействие на верхние слои атмосферы Земли и ее магнитное поле, о чем речь пойдет в следующей главе.

Весь процесс солнечной вспышки имеет характер взрыва, сопровождающегося сильным сжатием вещества в некотором объеме хромосферы. Общее количество энергии, выделяющейся в диапазоне оптического, ультрафиолетового, рентгеновского и радиоизлучения, а также идущей на ускорение плазмы и отдельных частиц, достигает $10^{28}-10^{32}$ эрг, т. е. $10^{21}-10^{25}$ Дж.

Примерно половину этой энергии уносят *корональные выбросы массы* и ударные волны, а четверть — движения хромосферного вещества. Остальную энергию более или менее поровну делят солнечные космические лучи и рентгеновское, ультрафиолетовое и оптическое электромагнитное излучения.

Помимо «мягких» космических лучей во время вспышек образуются и менее энергичные частицы. Образуемые ими облака и корпускулярные потоки выбрасываются в межпланетное пространство со скоростями 500–1 000 км/с.

Корпускулярное излучение вспышек объясняет их мощные рентгеновское и радиоизлучение, отличающиеся от упоминавшегося выше теплового излучения очень горячего газа и называемое *нетепловым*. Во-первых, наблюдаемое через несколько минут после начала вспышки усиление рентгеновского излучения с длинами волн в несколько ангстрем возникает из-за торможения быстрых электронов солнечных космических лучей в магнитных полях активной области и в результате столкновений с частицами вещества хромосферы. Во-вторых, вскоре после вспышек наблюдается очень сильное (иногда в миллионы раз) увеличение мощности солнечного радиоизлучения на некоторой частоте, постепенно уменьшающейся со временем. Причиной этого *всплеска радиоизлучения* являются происходящие с теми же частотами колебания плазмы хромосферы и короны, вызванные прохождением через них космических лучей. Частоты этих колебаний уменьшаются по мере проникновения потока частиц, порожденных вспышкой, в более верхние слои короны.

Из всех активных образований на Солнце вспышки выделяются своей способностью сильно воздействовать на геофизические явления, о чем будет сказано в § 9.6.

Протуберанцы. Активными образованиями, наблюдаемыми в короне, являются *протуберанцы*. По сравнению с окружающей их плазмой это более плотные и холодные облака, светящиеся примерно в тех же спектральных линиях, что и хромосфера. Они бывают весьма различных форм и размеров. Чаще всего они имеют вид длинной плоской вертикальной структуры, расположенной почти перпендикулярно к поверхности Солнца. Поэтому в проекции на солнечный диск (на фильтрограммах) протуберанцы выглядят в виде изогнутых волокон (они видны на рис. 8.21 *в*). Протуберанцы — самые крупные образования в солнечной атмосфере, их длина достигает сотен тысяч километров, хотя ширина не превышает 6 000–10 000 км. Нижние их части сливаются с хромосферой, а верхние простираются на десятки тысяч километров в корону. Однако встречаются протуберанцы и значительно больших размеров (рис. 8.33).

Через протуберанцы постоянно происходит обмен веществом между хромосферой и короной. Об этом свидетельствуют часто наблюдаемые движения как

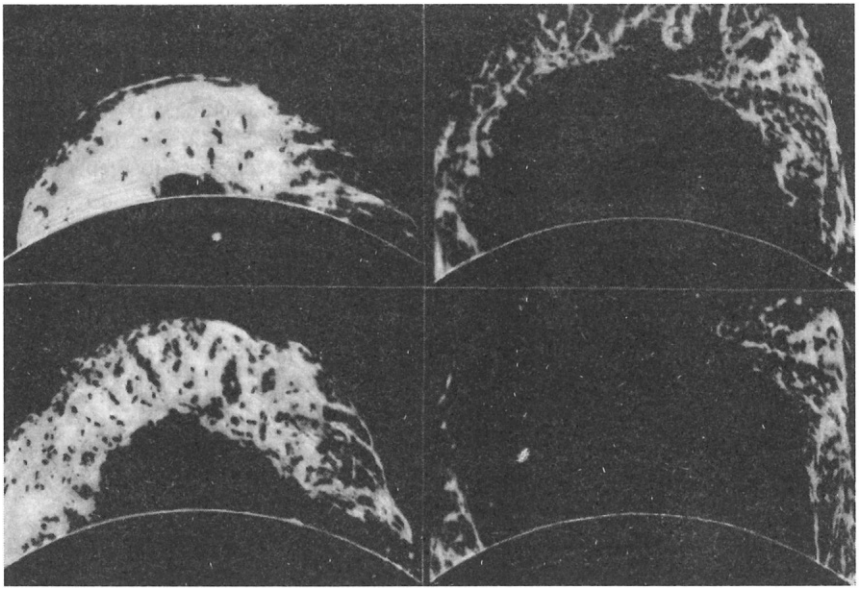


Рис. 8.33. Последовательные стадии развития большого протуберанца

самих протуберанцев, так и связанных с ними потоков и струй, происходящие со скоростями в десятки и сотни километров в секунду.

Возникновение, развитие и движение протуберанцев тесно связаны с эволюцией групп солнечных пятен. На первых стадиях развития активной области, вскоре после возникновения пятен, образуются короткоживущие и быстро меняющиеся протуберанцы вблизи пятен. На более поздних стадиях возникают устойчивые спокойные протуберанцы, существующие без заметных изменений в течение нескольких недель и даже месяцев, после чего внезапно может наступить стадия активизации протуберанца, проявляющаяся в возникновении сильных движений, выбросов вещества в корону и появлении взрывающихся эруптивных протуберанцев.

Активные области в короне. Внешний вид солнечной короны тесно связан с проявлением активности в более низких слоях атмосферы. Над пятнами наблюдаются характерные образования в виде изогнутых лучей, напоминающие кусты, а также уплотнения коронального вещества в виде округлых облаков — *корональные конденсации*. Над факелами видны целые системы прямолинейных, слегка волнистых лучей.

Протуберанцы обычно бывают окружены дугами и шлемами из уплотненного вещества короны. Все эти образования над пятнами, факелами и протуберанцами часто переходят в длинные лучи, простирающиеся на расстояния во много радиусов Солнца и хорошо заметные на фотографиях солнечной короны, особенно в эпоху максимума солнечной активности (нижний рис. 8.23).

Корональные транзиенты — недавно возникший термин. Он характеризует быстропротекающие изменения корональных структур (арок, корональных лучей и др.), а также возникновение новых динамических структур в виде быстро движущихся от Солнца корональных облаков и уплотнений (*корональные выбросы массы*). Все эти явления, как правило, связаны со вспышками или взрывами эруптивных протуберанцев. Транзиенты наблюдаются по излучению в корональных линиях,

в рентгене и даже в белом свете во время солнечных затмений. Больше всего таких наблюдений было произведено с космического аппарата «Скайлаб» (США) и с Международной солнечной и гелиосферной обсерватории SOHO.

Транзиенты, возникшие вследствие мощных плазменных выбросов во время взрывной фазы сильных солнечных вспышек, распространяются со скоростями до 1 500 км/с. Они могут возникать в результате активизации протуберанцев и последующего их выброса в корону — тогда их скорости меньше, до 800 км/с.

Понятие о центре солнечной активности. Все рассмотренные активные образования в солнечной атмосфере тесно связаны между собой. Возникновение факелов и флоккулов всегда предшествует появлению пятен. Вспышки возникают во время наиболее быстрого роста группы пятен или в результате происходящих в них сильных изменений. В то же время возникают протуберанцы, которые часто продолжают долгое время существовать после распада активной области. Совокупность всех проявлений солнечной активности, связанных с данным участком атмосферы и развивающихся в течение определенного времени, часто называют *центром солнечной активности*. Структура короны также определяется расположением и перемещением в ней силовых линий магнитного поля, выходящих из центров активности и проникающих иногда на большие расстояния.

§ 8.13. Цикл солнечной активности

Количество пятен и других связанных с ними проявлений солнечной активности периодически меняется. Эпоха, когда число центров активности наибольшее, называется *максимумом солнечной активности*, а когда их совсем или почти совсем нет — *минимумом*.

В качестве меры степени солнечной активности пользуются так называемыми числами Вольфа, пропорциональными сумме общего числа пятен f и удесятеренного числа их групп g:

$$W = k(f + 10g). \tag{8.17}$$

Коэффициент пропорциональности k зависит от мощности применяемого инструмента. Обычно числа Вольфа усредняют (например по месяцам или годам) и строят график зависимости солнечной активности от времени. На рис. 8.34 изображена типичная кривая солнечной активности, из которой видно, что максимумы и минимумы чередуются в среднем через каждые 11 лет, хотя промежутки времени между отдельными последовательными максимумами могут колебаться в пределах от 7 до 17 лет.

В эпоху минимума в течение некоторого времени пятен на Солнце, как правило, совсем нет. Затем они начинают появляться далеко от экватора, примерно на широтах $\pm 35°$. В дальнейшем, как впервые заметил Кэррингтон, зона пятнообразования постепенно спускается к экватору (*закон Шперера*). Однако в областях, удаленных от экватора меньше чем на 8°, пятна встречаются редко.

В 1922 г. английский астроном У. Маундер предложил наглядную *диаграмму бабочки*, изображающую зависимость пятнообразовательной деятельности Солнца от времени. Она изображена на рис. 8.35, где по оси ординат вертикальными черточками отмечены положения центров каждой группы пятен с 1873 по 1913 гг.

Важнейшей особенностью цикла солнечной активности является закон изменения магнитной полярности пятен. В течение каждого 11-летнего цикла все ведущие пятна биполярных групп имеют некоторую одинаковую полярность в северном

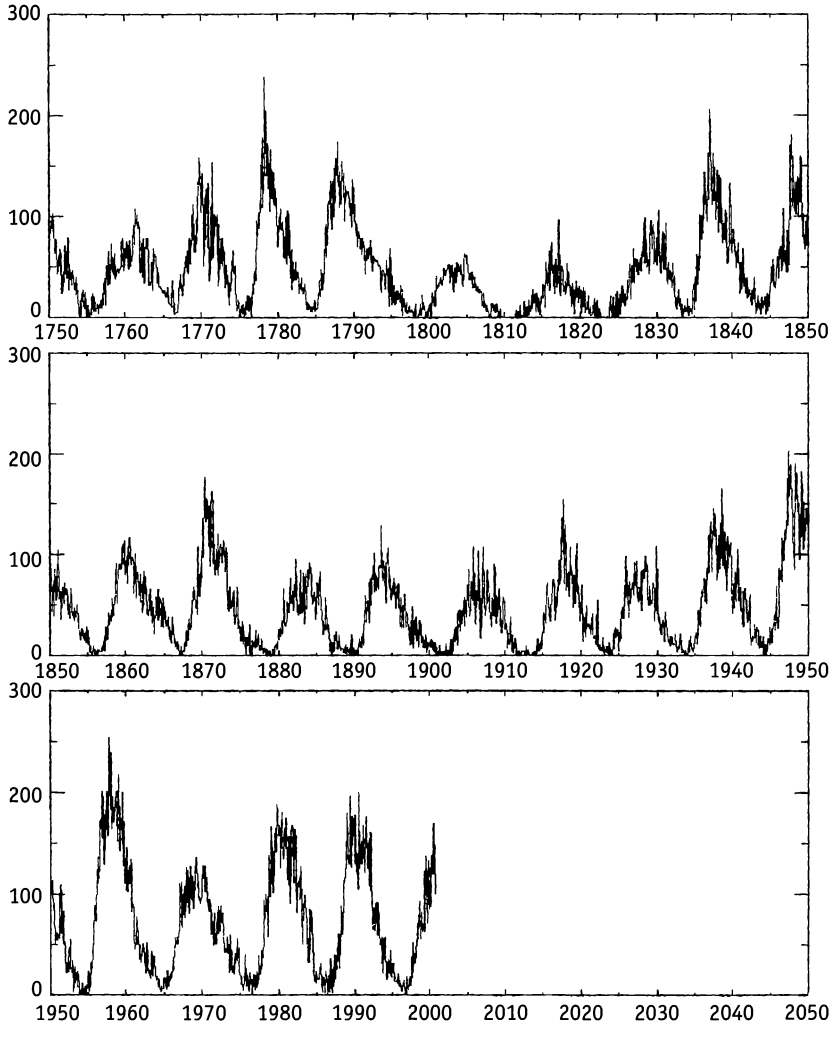


Рис. 8.34. Числа Вольфа

полушарии и противоположную — в южном. То же самое справедливо для хвостовых пятен, у которых полярность всегда противоположна полярности ведущего пятна. В следующем цикле полярность ведущих и хвостовых пятен меняется на противоположную. В эпоху минимума меняется полярность и общего магнитного поля Солнца, полюсы которого находятся вблизи полюсов вращения. Поэтому можно говорить о 22-летнем цикле солнечной активности (*цикл Хейла*).

Одиннадцатилетней цикличностью обладают и многие другие характеристики: доля площади Солнца, занятая факелами и флоккулами, частота возникновения вспышек, количество протуберанцев, а также форма короны и мощность солнечного ветра.

В эпоху минимума солнечных пятен корона имеет вытянутую форму, которую придают ей длинные лучи, искривленные в направлении вдоль экватора. У полюсов

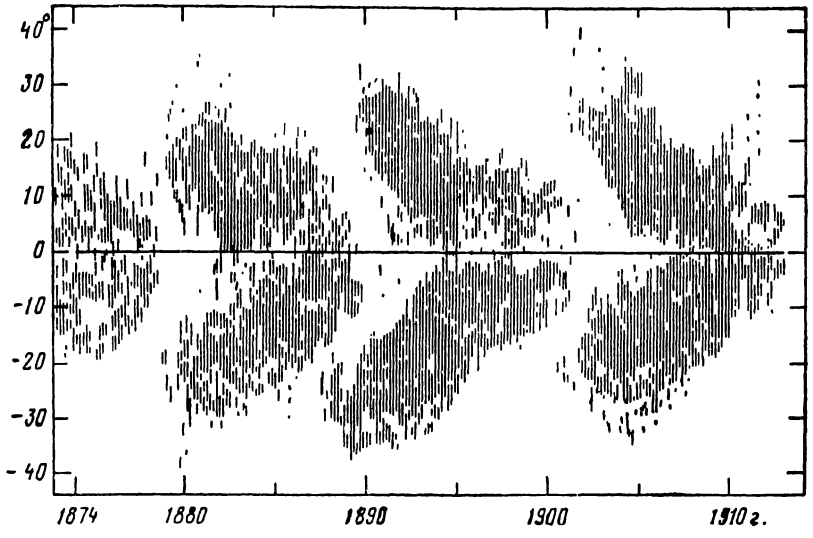


Рис. 8.35. Диаграмма «бабочки» Маундера

наблюдаются характерные короткие лучи — «полярные щеточки». Во время максимума пятен форма короны более симметричная, благодаря множеству прямых радиальных лучей (рис. 8.23).

Циклы солнечной активности, как видно из рис. 8.34, неодинаковы по своей амплитуде. Заметно различие четных и нечетных циклов (их нумерация ведется от первого цикла, максимум которого пришелся на 1761 г.)[7]. Сравнивая кривые чисел Вольфа за последние три столетия, можно заметить некоторую тенденцию к повторяемости примерно через 110 лет. Косвенные данные о солнечной активности за последние 2 000 лет были получены на основании исторических сведений о наблюдениях полярных сияний, а также пятен, замеченных невооруженным глазом (*ряд Шове*). Анализ ряда Шове обычно приводит к продолжительности векового цикла порядка 80–90 лет. В 1890 г. немецкий климатолог Э. Брюкнер (1862–1927) обнаружил 35-летний цикл метеорологических явлений, возможно, связанный с 11-летними циклами солнечной активности.

Имеются также указания на возможные длительные периоды замирания солнечной активности (например, так называемый Маундеровский минимум во второй половине XVII в.), основанные, впрочем, главным образом на косвенных данных.

Цикличность солнечной активности — одна из важнейших проблем современной физики Солнца, до конца еще не решенная.

За последние десятилетия удалось установить, что причины многообразия рассмотренных выше проявлений солнечной активности связаны со сложными процессами взаимодействия магнитного поля, конвекции, меридиональной циркуляции и дифференциального вращения, происходящими на Солнце.

Конвективная зона представляет собой гигантскую тепловую машину, преобразующую незначительную долю выходящего теплового потока в конвективные движения. По-видимому, существенно, что конвекция на Солнце имеет турбулентный характер. В § 8.12 уже упоминалось, как взаимодействие конвективных движений с сильным магнитным полем может объяснить появление пятна,

[7] Можно также выделить триады «высоких», «низких» и монотонно меняющих амплитуду циклов.

а с полем умеренной напряженности — факела. Взаимодействие турбулентной конвекции со слабыми магнитными полями в конечном счете может приводить к их перемещению, а иногда и усилению, т. е. к уже упоминавшемуся механизму электромагнитного динамо.

Дифференциальное вращение Солнца, по-видимому, играет важную роль в этом процессе усиления (*генерации*) магнитного поля. Действительно, предположим, что в некоторый условный начальный момент времени, например соответствующий минимуму солнечной активности, общий характер магнитного поля соответствует диполю, подобно тому, как это наблюдается у поверхности Земли (рис. 8.36 *а*). Полярные щеточки, наблюдаемые в короне у полюсов вращения Солнца в эпоху минимума, являются подтверждением этого предположения, а также указанием на то, что магнитные полюса близки к оси вращения.

Теперь вспомним, что быстрые изменения, наблюдаемые в активных областях, свидетельствуют о неглубоком расположении магнитного поля под поверхностью Солнца и преимущественной концентрации его в трубки. Тогда дифференциальное вращение, происходящее по данным гелиосейсмологии во всей конвективной зоне, в силу «вмороженности» магнитных полей в плазму должно быстрее увлекать экваториальные участки силовых линий, вытягивая их в направлении, параллельном экватору. Так дифференциальное вращение превращает меридиональные магнитные поля в направленные по широте (рис. 8.36 *б*).

Важно, что при этом должно происходить усиление магнитного поля: дифференциальное вращение, вытягивая силовые линии поля, примерно дважды за год «обкручивает» ими все Солнце по экватору. Впервые расчет такого усиления поля выполнил американский астрофизик Г. Бэбкок. Оказалось, что быстрее всего поле усиливается до критического значения, достаточного для всплытия магнитной

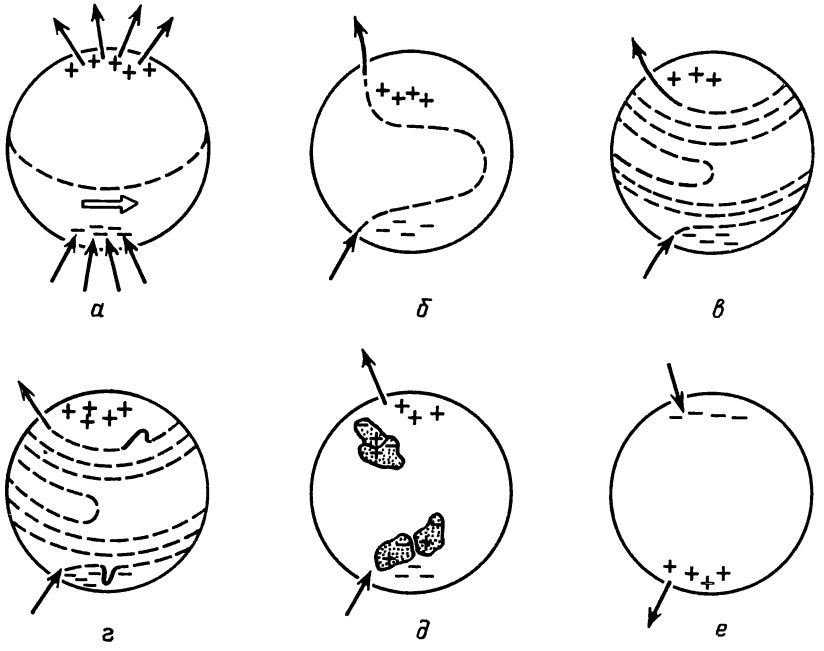


Рис. 8.36. Объяснение цикла солнечной активности по Бэбкоку

трубки, на широтах $\pm 30°$, а затем — на меньших широтах. Однако вблизи экватора, где силовая линия закручиваемого поля всегда перпендикулярна перемещению, усиления поля не происходит. Так удалось объяснить закон Шперера и «бабочки» Маундера. На основании этих соображений Бэбкок предложил гипотезу, впоследствии развитую Лейтоном, качественно объясняющую и другие закономерности цикла солнечной активности.

Образование биполярных групп пятен и объяснение их полярности по Бэбкоку представлено на рис. 8.36 *в*: пятна образуются при всплывании петель магнитного поля, в которых в северном и южном полушариях направление магнитного поля оказывается противоположным. Выходящая из Солнца силовая линия соответствует пятну северной полярности, входящая — южной.

Наиболее важным вопросом в гипотезе Бэбкока является объяснение смены полярности общего магнитного поля в конце цикла в результате образования поля, противоположного исходному. Это возможно потому, что по мере дальнейшего всплытия магнитной петли, образовавшей биполярную группу пятен (рис. 8.36 *г*), она разворачивается так, что хвостовые пятна приближаются к полюсам, а ведущие к экватору. В итоге в корону выходят крупномасштабные области с полем, противоположным исходному дипольному полю (рис. 8.36 *д*). Они нейтрализуют остатки старого дипольного поля и наводят противоположно направленное новое. В следующем цикле процесс повторяется, но с обратной полярностью, что и объясняет 22-летний цикл Хейла. Эта часть гипотезы подтверждается сменой полярности магнитного поля у полюсов Солнца, наблюдаемой незадолго до очередного минимума солнечной активности (рис. 8.36 *е*).

Усиление магнитного поля в гипотезе Бэбкока происходит за счет энергии вращения, вследствие чего угловые скорости должны выравниваться и вращение приближаться к твердотельному. Поскольку этого не наблюдается, должен существовать механизм, постоянно поддерживающий более быстрое вращение экваториальных областей конвективной зоны. Возможно, таким механизмом является очень медленные течения плазмы, происходящие на одних глубинах от полюсов к экватору, а на других — от экватора к полюсам. Эти течения по замкнутым траекториям называют *меридиональной циркуляцией*, и они действительно наблюдаются в фотосфере.



Вопросы и упражнения к Главе 8

1. В каких пределах в течение года меняются: а) полный поток солнечного излучения, попадающий на Землю? б) угловой масштаб солнечного изображения?
2. Если бы Солнце при той же массе, как теперь, имело радиус в 150 раз больше теперешнего, а слои одинаковой плотности были концентрическими шаровыми поверхностями с общим центром в центре Солнца, то: 1) каково было бы ускорение тяжести на его поверхности и 2) как изменилось бы движение Земли вокруг Солнца? (С. Н. Блажко).
3. Древнегреческий ученый Аристарх Самосский определил относительные расстояния от Земли до Солнца и Луны, используя прямоугольный треугольник, который все три тела образуют в момент первой или последней четверти Луны. В чем заключался его метод? Оцените его точность, используя данные Астрономического ежегодника. С какой точностью в III в. до н. э. можно было получить результат, пользуясь этим методом?
4. Солнечные пятна при помощи телескопа впервые наблюдали Г. Галилей, Т. Гарриот, И. Гольдшмидт и аббат Х. Шейнер. Кто из них, стремясь поддержать систему Птолемея,

утверждал, что пятна не принадлежат Солнцу, а являются внутренними планетами? Какими неоспоримыми фактами своих наблюдений Галилей мог опровергнуть эти заблуждения?

5. Как удалось Галилею доказать, что солнечные пятна, которые в телескоп кажутся очень черными, ярче самых светлых мест на Луне?
6. Сидерический период вращения некоторой детали на Солнце оказался 26,125 суток. Определите синодический период ее вращения.
7. Найдите выражение для лучевой составляющей линейной скорости вращения точек на солнечном экваторе. Каково максимальное соответствующее доплеровское смещение спектральной линии гелия 5 876 Å?
8. Какова видимая звездная величина Солнца для наблюдателя на Плутоне?
9. Эффективная температура Солнца увеличилась на 1 %. На сколько процентов возрасла солнечная постоянная?
10. Если бы пятна заполнили всю фотосферу, как бы изменилась светимость Солнца?
11. Как изменится солнечная постоянная, если в центре диска Солнца возникнет пятно с площадью 999 000 *миллионных долей площади солнечной полусферы* (м. д. п.)? Что изменится в облике Солнца?
12. Объясните, почему в далекой ультрафиолетовой области спектра $\lambda\lambda$ 1 500–2 000 Å на диске Солнца одновременно наблюдаются спектральные линии как эмиссионные, так и абсорбционные (поглощения)?
13. Почему в фиолетовой части спектра Солнца в среднем линии Фраунгофера глубже, чем в красной? (В. В. Иванов).
14. В какой области спектра в центре солнечного диска видны наиболее глубокие слои?
15. В каких областях спектра можно наблюдать слои температурного минимума?
16. Пользуясь данными табл. 8.5, оцените, как изменяется коэффициент поглощения фотосферного вещества от температуры.
17. Каков градиент температуры в фотосфере, хромосфере, переходном слое от хромосферы к короне и в короне? Сравните его со шкалами высот в этих слоях.
18. Почему с уменьшением длины волны потемнение диска Солнца к краю на рис. 8.10 усиливается? Для всех ли длин волн это справедливо?
19. Принимая турбулентную скорость равной 8 км/с, а температуру протуберанца 10 000 К, оцените вклад тепловых и нетепловых движений в наблюдаемое расширение его эмиссионных линий Hδ (λ = 4 102 Å) и Mg (λ = 5 000 Å). Указание: профили считать доплеровскими.
20. Луч зрения проходит вблизи лимба на расстоянии $R_\odot - x$ от центра солнечного диска. Во сколько раз протяженность слоев вдоль луча зрения y больше, чем расстояние от лимба x?
21. Чему равен радиус Шварцшильда для Солнца? Указание: воспользоваться определением из § 10.11.
22. Выразите в математической форме необходимое условие возникновения конвекции. При каких предположениях оно может быть достаточным?
23. Считая, что газ состоит только из водорода и гелия в соотношении по числу атомов 10 : 1, найти молекулярную массу для условий: а) весь газ нейтрален; б) полностью ионизован только водород; в) весь газ полностью ионизован.
24. Какие и при каких условиях наименьшие ширины могут иметь солнечные спектральные линии, отмеченные на рис. 8.2?
25. Почему самыми сильными солнечными спектральными линиями в видимой области являются линии H и K ионизованного кальция, а не наиболее обильного водорода?

26. Как бы изменились условия во внешних слоях солнечной короны и солнечном ветре (т. е. в *гелиосфере*), если бы масса протона была в 16 раз меньше действительной?
27. Спустя примерно сутки после хромосферной вспышки возникают различные геофизические возмущения. Какова кинетическая энергия вызывающих их протонов (в эВ)? (В. В. Иванов).
28. За какое время протоны солнечных космических лучей, распространяясь со скоростью $c/3$, могут достичь Земли? Какова их энергия?
29. Какие особенности можно заметить, внимательно изучая кривую зависимости среднегодовых чисел Вольфа от времени по рис. 8.34?

Глава 9

Солнечная система

§ 9.1. Общие сведения

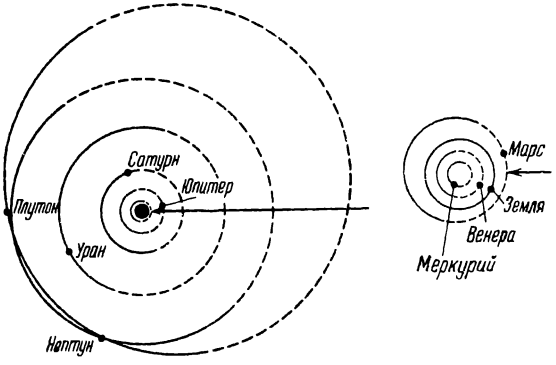


Рис. 9.1. Схематическое изображение Солнечной системы. Справа представлена внутренняя часть Солнечной системы. Стрелка показывает направление на точку весеннего равноденствия, от которой отсчитываются гелиоцентрические долготы планет. Штриховой линией показана часть орбиты каждой планеты, которая лежит ниже плоскости эклиптики

Вокруг Солнца движется множество тел, весьма различных по своим характеристикам. Кроме планет, в состав Солнечной системы входят их спутники, астероиды (малые планеты), кометы, частицы межпланетного пылевого вещества.

Спутник Земли Луна — наиболее заметный небесный объект после Солнца. Галилей обнаружил, что вокруг Юпитера также движутся спутники. Впоследствии спутники были открыты у Сатурна, Марса, Урана, Нептуна и Плутона. Поиски и открытия спутников продолжаются и сейчас. Открытия новых астероидов и комет происходят каждый год.

На рис. 9.1 представлена схема расположения орбит планет Солнечной системы, а на рис. 9.2 — их относительные размеры. В табл. 1 Приложений даны элементы планетных орбит: большая полуось, эксцентриситет, наклонение, период обращения, долготы восходящего узла и перигелия.

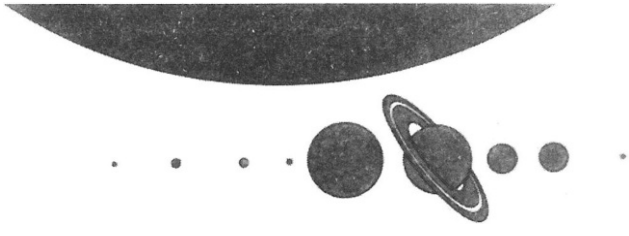


Рис. 9.2. Относительные размеры планет и Солнца

Две группы больших планет. По физическим характеристикам планеты делятся на две группы: планеты типа Земли (Меркурий, Венера, Земля, Марс) и пла-

неты-гиганты (Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун). О Плутоне известно очень мало, но, по-видимому, он ближе всего по своему строению к крупным спутникам планет-гигантов.

В табл. 2 Приложений приведены некоторые физические характеристики планет, сопоставление которых показывает, в чем состоят основные различия планет-гигантов и планет земной группы. Планеты-гиганты значительно больше по размерам и по массе, меньше по плотности, быстрее вращаются. Примерно 98 % суммарной массы планет Солнечной системы приходится на долю планет-гигантов. Имеется еще один важный факт. Тепловой поток из недр Юпитера и Сатурна примерно равен потоку тепла, получаемому планетой от Солнца. Тепловой поток из недр Земли пренебрежимо мал по сравнению с притоком энергии от Солнца, и то же самое, по-видимому, верно и для других планет земной группы. Планеты-гиганты имеют многочисленные семейства спутников. Каждое такое семейство является маленьким подобием Солнечной системы. Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун, кроме того, обладают кольцами. Планеты-гиганты исследованы гораздо хуже, чем планеты земной группы. Это объясняется двумя обстоятельствами: 1) при изучении планет-гигантов в гораздо меньшей степени можно пользоваться аналогиями с теми явлениями, которые наблюдаются на Земле, 2) расстояния до планет-гигантов относительно велики.

Наземные и космические исследования Солнечной системы. В истории исследований планет можно выделить несколько характерных периодов:

1. С древнейших времен до первых наблюдений при помощи телескопа. Наблюдения движений планет и их анализ завершились одним из крупнейших событий эпохи Возрождения — созданием гелиоцентрической системы Коперника.

2. Со времени первых наблюдений при помощи телескопа и до середины XIX в. Большие спутники Юпитера, фазы Венеры, сложное строение поверхности Луны, кольца Сатурна были открыты в раннюю эпоху телескопических наблюдений. Затем были выявлены такие особенности, как полярные шапки, темные и светлые области на Марсе, полосы на Юпитере и т. д.

3. Со второй половины XIX в. и до середины XX в. По качеству оптики телескопы уже в конце XIX в. достигли практически современного уровня. В этот период были открыты спутники Марса, многие спутники планет-гигантов, обнаружена тонкая структура изображения Марса и сезонные изменения на этой планете. Визуальные наблюдения постепенно сменились фотографическими. Пространственное разрешение при наземных телескопических наблюдениях, однако, принципиально ограничивается турбулентностью земной атмосферы (см. § 7.3) и даже для относительно близких объектов, таких как Марс и Венера, не бывает лучше 100 км. Начиная с 20-х годов стали проводиться первые астрофизические наблюдения планет: измерения температуры по инфракрасному излучению, фотометрия и поляриметрия планетных дисков с целью изучения свойств поверхности и атмосфер, фотографирование спектров.

4. 1950–1970 гг. В этот период, особенно в его последние десятилетия, астрофизические исследования дополняются новыми мощными методами — это инфракрасная спектроскопия, радиоастрономия и радиолокация. Во второй половине этого периода начались первые полеты космических аппаратов, сначала к Луне, затем к Марсу и Венере. Исследования Луны при помощи космических аппаратов велись очень активно, на Луну высадились астронавты, однако полеты к планетам только начинались. Они проводились при помощи автоматических межпланетных станций, двигавшихся по *пролетной траектории*, т. е. по гелиоцентрической орбите, обеспечивающей только однократное и кратковременное сближение с планетой.

В 1967 г. была впервые осуществлена посадка космического аппарата на другую планету — Венеру и проведены прямые измерения в ее атмосфере (см. § 9.8).

5. С 1970 г. по настоящее время. Космические аппараты стали более важным средством планетных исследований, чем наземные наблюдения. *Спускаемые аппараты* многократно садятся на поверхность Венеры и Марса, на орбиты вокруг этих планет запускаются их искусственные спутники (*орбитальные аппараты*). Спускаемые (совершающие посадку) аппараты (в дальнейшем мы будем применять сокращение СА) и орбитальные аппараты (ОА), в принципе, взаимно дополняют друг друга. СА позволяют получить детальные данные об атмосфере и поверхности в точке посадки, ОА осуществляют менее детальное, но зато охватывающее всю планету (или ее значительную часть) исследование поверхности и атмосферы по их излучению.

На ОА используется почти весь арсенал астрофизических средств исследования планет, накопленный первоначально при наблюдениях с Земли. Перенос точки наблюдения с Земли на ОА дает три важных преимущества: а) резкое улучшение пространственного разрешения, б) возможность наблюдать участки планеты, не видимые с Земли, в) отсутствие помех со стороны земной атмосферы (особенно поглощения в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах). Пространственное разрешение при наземных наблюдениях астрофизическими методами (спектроскопия, инфракрасная радиометрия и т. д.) обычно значительно хуже фотографического — это либо интегральные наблюдения (излучение всего диска), либо разрешение порядка тысячи километров — даже с самыми большими телескопами. Такие же измерения Марса и Венеры на ОА проводятся с небольшими приборами (масса 5–40 кг), а разрешение получается порядка километров. Фототелевизионные системы, установленные на ОА, дают разрешение порядка метров. ОА обеспечивают уникальные возможности для исследования плазмы и магнитного поля в окрестностях планеты.

Хотя полеты космических аппаратов стали сейчас главным направлением планетных исследований, наземные наблюдения планет еще долгое время будут иметь важное значение по двум причинам: 1) на космические аппараты трудно установить очень большие приборы — такие, как радиолокационные антенны и спектрографы высокой разрешающей силы; 2) космические аппараты пока не позволяют проводить многолетнего слежения за планетами, необходимого для изучения всякого рода изменений (сезонные изменения на Марсе, движения облаков на Юпитере и т. д.). Значительную роль наземные наблюдения сохраняют в изучении комет и дальних планет.

Наземные астрономические обсерватории еще долгие годы будут наблюдать тела Солнечной системы и получать интересные данные о них. Но исследования Солнечной системы уже не являются предметом только астрономии, как это было ранее. Большой вклад в них вносят теперь геофизика, геохимия, геология, и на стыке этих наук с астрономией на наших глазах рождается новая область науки, точнее ветвь связанных между собой наук, занимающихся изучением планет (физика планет, планетохимия, планетология).

§ 9.2. Планетные оболочки. Дифференциация недр

Планетные оболочки. Рассматривая строение планеты по вертикали, можно выделить несколько сферических оболочек, различающихся по химическому составу, фазовому состоянию, плотности и другим физико-химическим характеристикам. Все планеты земной группы имеют твердые оболочки, в которых сосредоточена

почти вся их масса (> 99,99 %). Три из них, Венера, Земля и Марс, обладают плотными газовыми атмосферами, Меркурий атмосферы почти лишен. Только Земля имеет *гидросферу* и «живую» оболочку — *биосферу*. Аналогом гидросферы на Марсе является *криосфера* — лед H_2O в полярных шапках и в грунте (вечная мерзлота). Одной из загадок Солнечной системы является дефицит воды на Венере. Жидкой воды там нет из-за высокой температуры, а количество водяного пара в атмосфере эквивалентно слою жидкости толщиной порядка 1 см.

У Меркурия, Земли, Марса, Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна имеются собственные магнитные поля. Магнитные поля и энергичные частицы, которые в них захвачены (см. § 9.6), образуют магнитосферу.

Твердые оболочки планет находятся в гидростатическом равновесии, несмотря на фазовое состояние. Объяснение состоит в том, что предел текучести горных пород соответствует весу столба единичного сечения высотой всего лишь около 10 км (для Земли). Поэтому твердые оболочки планет имеют почти сферическую форму. Благодаря меньшей силе тяжести максимальная высота гор на Марсе больше, чем на Земле, и составляет около 25 км. Форма небольших спутников планет и астероидов (до нескольких сотен километров в диаметре) может заметно отличаться от сферической.

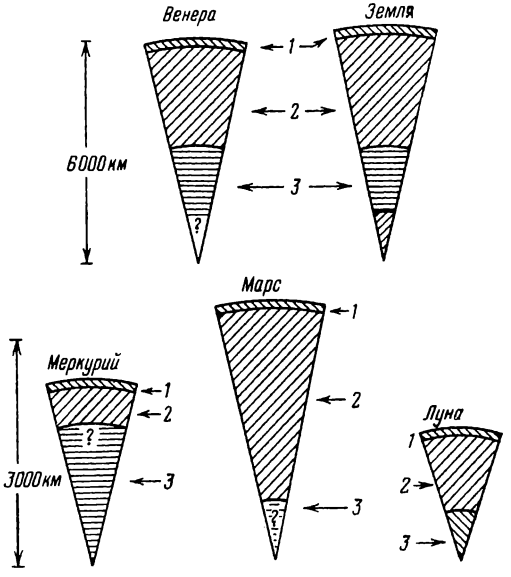


Рис. 9.3. Схематически показано внутреннее строение планет земной группы и Луны: 1 — кора, 2 — мантия, 3 — ядро, косая штриховка — твердая фаза, горизонтальная — жидкая

Характеристики твердых оболочек относительно хорошо известны для Земли благодаря сейсмическим волнам, возникающим при землетрясениях и пронизывающим ее недра. Модели твердых оболочек других планет земной группы строятся на основании данных о свойствах вещества земных недр. По аналогии с Землей выделяются *кора* — самая внешняя и тонкая (10–100 км) твердая оболочка, *мантия* — твердая и толстая (1 000–3 000 км) оболочка, расположенная под корой, и *ядро*. У Земли ядро подразделяется на внешнее (жидкое) и внутреннее (твердое). Жидкое ядро, вероятно, есть также у Меркурия и Венеры, относительно Марса имеются сомнения. Ядро — наиболее плотная часть планетных недр (12,5 г/см^3 в центре Земли), кора наименее плотная (2,8 г/см^3), плотность мантии промежуточная. Мантия Земли делится на *верхнюю* (толщина 850–900 км) и *нижнюю*, в которой температура близка к точке плавления ее вещества. Температура в центре Земли оценивается в 4 000–5 000 К.

Процессы в недрах планет. Дифференциация. Основными источниками энергии в недрах планет являются *радиоактивный распад* и *гравитационная дифференциация* — постепенное перераспределение вещества по глубине в соответствии с плотностью. При этом тяжелые элементы уходят вниз, легкие вверх. Такое перераспределение на Земле еще не завершилось. Внутри планеты происходит движение вещества, которое сопровождается фазовыми переходами, изменениями

химического состава и т. д. Эти глубинные процессы влияют на кору, вызывая перемещение отдельных ее участков, деформацию, горообразование. Такого рода явления называются *тектоническими*. Им родственны *вулканические* процессы. Последние связаны с тем, что в верхней мантии существуют небольшие области, где температура достаточна для ее плавления. Магма, выдавливающаяся вверх, прорывается через кору и происходит вулканическое извержение. Существенно, что при этом из-недр выбрасываются также газы — водяной пар, углекислый газ и др.

Судя по характеру поверхности среди планет земной группы Земля тектонически является наиболее активной, за ней следует Венера, а затем Марс.

Химический состав планет. Наиболее обильные элементы в «твердом» теле Земли — железо Fe (34,6 %), кислород O (29,5 %), кремний Si (15,2 %) и магний Mg (12,7 %). Наиболее распространенные соединения в коре — окислы кремния и алюминия SiO_2 и Al_2O_3. Ядро, по-видимому, состоит из железа. Элементный состав планет земной группы резко отличается от солнечного и совершенно не соответствует средней космической распространенности элементов. Очень мало водорода, а также инертных газов, включая гелий.

Совершенно по-другому обстоит дело с химическим составом планет-гигантов. Юпитер и Сатурн содержат водород и гелий в той же (или почти той же) пропорции, что и Солнце. Вероятно, другие элементы также содержатся примерно в «солнечной» пропорции. В недрах Урана и Нептуна относительное содержание тяжелых элементов больше солнечного.

На рис. 9.4 схематически представлены модели внутреннего строения планет-гигантов. Рассмотрим более подробно строение Юпитера. Особый интерес представляет фазовое состояние вещества в его недрах. Иногда его описывают как жидкое, но это неточно. На самом деле водород и гелий находятся там в сверхкритическом состоянии, когда жидкость и газ не отличаются по своим свойствам. Поэтому правильнее говорить не о «жидкой», а о «газожидкой» фазе. При этом на глубине 20–25 тыс. км водород становится вырожденным, т. е. электроны отрываются от протонов, теряют индивидуальную принадлежность к отдельным атомам. То же самое имеет место в металлах, поэтому «вырожденный» водород можно называть также металлическим. Температура в центре Юпитера составляет около 30 000 К. Сатурн по внутреннему строению похож на Юпитер. Уран и Нептун заметно отличаются от него, доля каменистых материалов в их недрах существенно больше (рис. 9.4).

Луна по составу и внутреннему строению похожа на планеты земной группы. Четыре крупных спутника Юпитера (галилеевы спутники) по характеру внутреннего строения неодинаковы. Ганимед, Европа и Каллисто имеют большие каменные ядра, водяные мантии (жидкие либо твердые) и ледяную кору. На Ио льда нет, недра этого

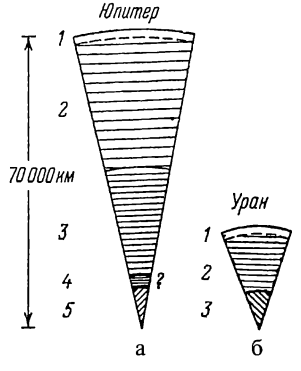


Рис. 9.4. Внутреннее строение планет-гигантов: *а* — Юпитер: 1 — газ (H_2 и He), 2 — H_2 в газожидком (сверхкритическом) состоянии и He, 3 — металлизированный водород, 4 — гидриды (H_2O, NH_3, CH_4) в газожидком состоянии, 5 — твердое ядро; *б* — Уран: 1 — газ (H_2 и He), 2 — гидриды в газожидком состоянии, 3 — твердое ядро. Сатурн похож по строению на Юпитер, Нептун — на Уран

водяные мантии (жидкие либо твердые) и ледяную кору. На Ио льда нет, недра этого спутника каменистые и частично расплавлены, о чем свидетельствуют активные вулканические явления (см. ниже). Титан — единственный среди спутников, имеющий плотную атмосферу, по внутреннему строению он, вероятно, похож на Ганимед, Каллисто и Европу. Большинство других спутников Сатурна состоят в основном из льда H_2O.

§ 9.3. Поверхности планет и спутников

Эндогенные и экзогенные процессы. Две группы процессов формируют поверхности планет и спутников — *эндогенные* (внутренние) и *экзогенные* (внешние). Основные эндогенные процессы уже упоминались — тектонические и вулканические. Один из важнейших экзогенных процессов — это переработка поверхности в результате падений метеоритных тел, образующих характерные кратеры и измельчающих материал поверхности. К числу экзогенных процессов относится также *механическая эрозия* под действием ветра, осадков, воды, ледников. На Земле добавляется воздействие биосферы на структуру и состав грунта. Строение поверхности определяется тем, какие именно среди перечисленных процессов являются наиболее важными в различные периоды времени.

В Солнечной системе наибольшая современная активность эндогенных процессов имеет место на Земле и на Ио. На этих телах мало следов метеоритной эрозии. По-видимому, только на Земле хорошо выражена *тектоника плит* — перемещение крупных блоков земной коры. Более тонкая океаническая кора «вклинивается» под толстые континентальные блоки и в соответствующих областях (*зонах поддвигания*) образуются цепи вулканов; здесь наиболее часты и сильны землетрясения.

На Земле большой вклад в формирование поверхности вносят атмосферная, водная и ледниковая эрозия. Признаки действия экзогенных процессов этого типа имеются на Марсе, но они выражены слабее — так же, как и тектоническая активность.

На поверхности всех тел, лишенных плотной атмосферы и обладающих относительно слабой тектонической активностью, наиболее важный процесс — это *метеоритная бомбардировка*.

Типичные формы рельефа.

а) *Континентальные блоки* и *«океанические» впадины*. Они имеются на Земле, Марсе и Венере, но Лишь на Земле впадины заполнены водой. Это наиболее крупномасштабные элементы рельефа. Перепад высот между континентами и океаническими впадинами составляет около 5 км.

б) *Горные цепи* хорошо выражены только на Земле. Это складки тектонического происхождения.

в) *Долины* тектонического происхождения («разломы») имеются на Земле, Венере, Марсе и некоторых других телах.

г) *Вулканы*. Вулканические горы имеются на Земле, Луне, Марсе (рис. 9.5), Венере, Ио. Действующие вулканы (кроме земных) достоверно обнаружены только на Ио. По-видимому, Ио наиболее активное в отношении вулканизма тело в составе Солнечной системы.

д) *Ударные* (*метеоритные*) *кратеры* (рис. 9.6) — наиболее распространенная форма рельефа на поверхности Меркурия, Луны, Фобоса, Деймоса, Ганимеда, Каллисто, Дионы, Мимаса, Тефии, Реи и, вероятно, почти всех тел Солнечной системы, лишенных атмосферы или имеющих достаточно разреженную атмосферу. Размеры кратеров — от долей метра до сотен километров. Метеоритные кратеры

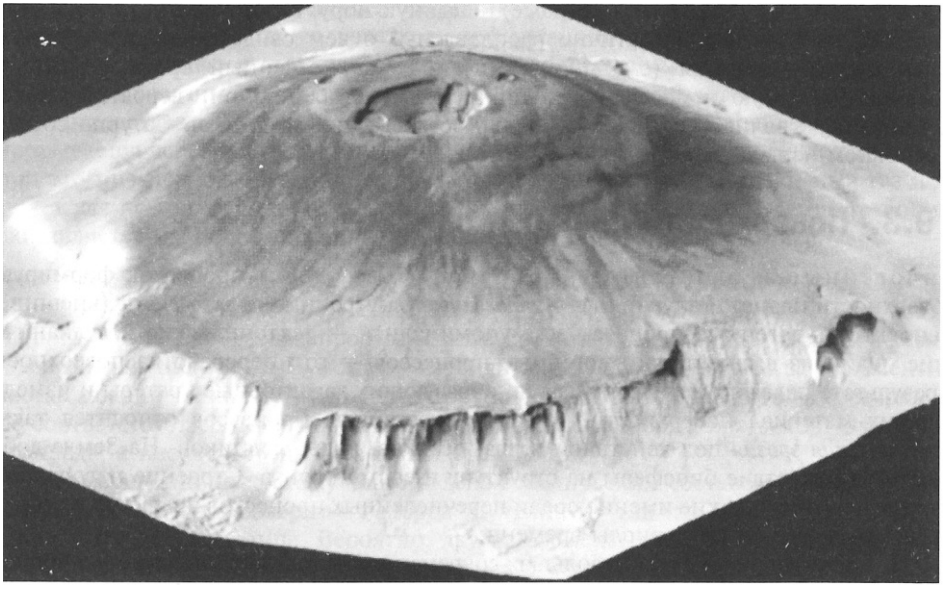


Рис. 9.5. Олимп — гигантская вулканическая гора на Марсе, компьютерная модель, построенная по результатам телевизионной съемки с борта ОА «Викинг-1» и «Викинг-2». Диаметр вулканического конуса в основании около 500 км

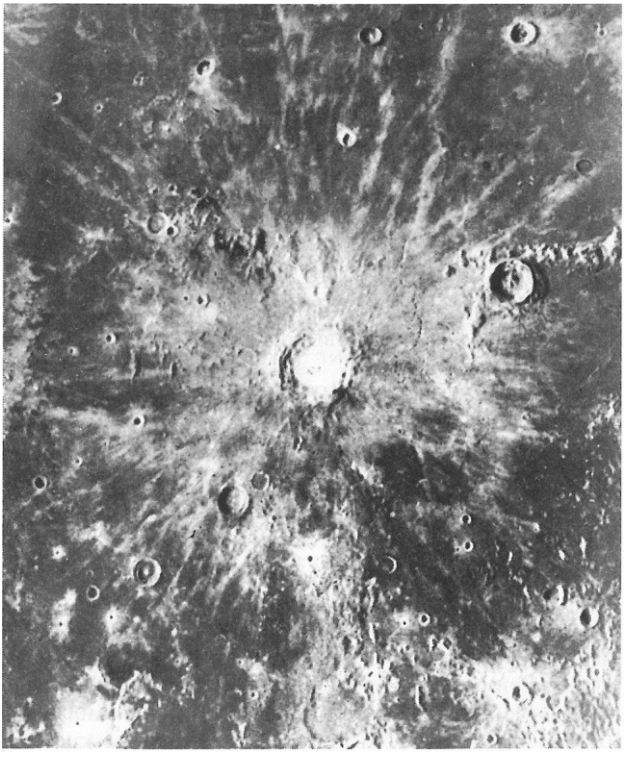


Рис. 9.6. Область кратера Коперник в Океане Бурь на Луне. Видна система ярких лучей, расходящихся из центрального образования. Справа, в оконечности высокой горной цепи Апеннин, расположен кратер Эратосфен

имеются в большом числе на поверхности Марса. При помощи радиолокации они обнаружены и на Венере. На Земле настоящих метеоритных кратеров найдено очень мало, однако имеются кольцевые геологические структуры («астроблемы»), которые являются слабо выраженными следами древних кратеров. Дело в том, что метеоритная бомбардировка формировала наблюдаемые в настоящее время на других телах многочисленные кратеры в течение примерно четырех миллиардов лет, причем наиболее активно процесс шел в самом начале этого периода (см. § 9.10). На поверхности тел, слабее подверженных действию атмосферной эрозии и внутренней активности, они сохранились, на Земле же были в огромном большинстве стерты.

е) *Бассейны* — приблизительно круглые низменности. Диаметр их от нескольких сотен до 2 500 км. Наиболее четко выражены на Луне, но имеются, также на Марсе и Меркурии. Они образовались в результате падения крупных планетезималей (планетных зародышей, астероидальных тел) около четырех миллиардов лет назад. При таких падениях кора растрескивается, гигантские кратеры заполняются лавой. Лунные моря являются типичным примером бассейнов.

ж) Образования, связанные с водной и ледниковой эрозией, с переносом пылевого вещества ветром, наблюдаются, кроме Земли, только на одной планете — Марсе. К ним относятся извилистые долины (рис. 9.7), слоистые отложения, дюны, карстовые провалы.

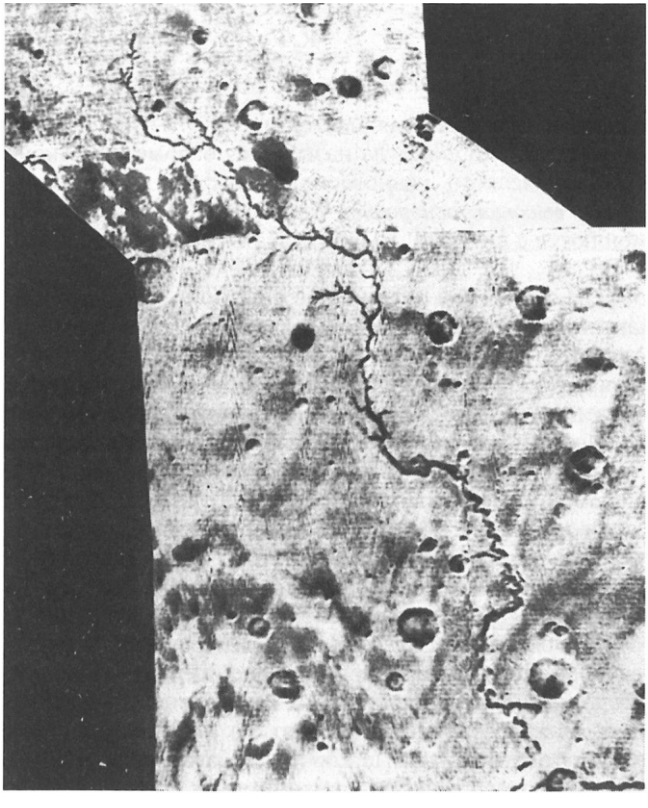


Рис. 9.7. Ниргал — одна из марсианских долин, напоминающих сухие речные русла. Ее протяженность составляет около 400 км (композиция фотографий, полученных с борта КА «Маринер-9», 1972 г.)

По механической структуре поверхностные слои грунта Марса, Меркурия, Луны, Фобоса, Деймоса представляют собой раздробленное вещество — *реголит*. Такая структура является результатом метеоритной бомбардировки, а в случае Марса также и атмосферной эрозии. Размеры частиц реголита — микрометры, десятки микрометров, доли миллиметра. Каменные глыбы, размерами до нескольких метров, хорошо видны на панорамных снимках, полученных при посадке на Луну и Марс автоматических станций.

§ 9.4. Атмосферы

Химический состав. В табл. 9.1 представлены данные о химическом составе атмосфер Венеры, Земли, Марса и Юпитера. На Венере и Марсе основными компонентами являются углекислый газ CO_2 и азот N_2, на Земле — азот N_2 и кислород O_2. Совсем иной состав атмосферы Юпитера и других планет-гигантов. Там главные составляющие — водород H_2 и гелий He. Единственный спутник, имеющий плотную атмосферу, — Титан, и основной ее составляющей является азот N_2.

Вертикальная структура планетной атмосферы определяется температурой, составом и силой тяжести. Давление убывает в e раз при изменении высоты на величину H, которая дается формулой

$$H = \frac{R_g T}{\mu g}, \tag{9.1}$$

где T — температура, R — газовая постоянная, μ — молекулярная масса, g — ускорение силы тяжести. Эта формула называется барометрической, она выводится из условия гидростатического равновесия атмосферы. Величина H называется *шкалой высоты* или *высотой однородной* атмосферы. Если параметры, от которых зависит H, изменяются с высотой, то формулу (9.1) надо применять для бесконечно узких слоев.

Если атмосфера состоит из смеси газов с разной молекулярной массой, возникает вопрос, как вычислять зависимость давления от высоты по барометрической формуле: подставлять в нее среднюю молекулярную массу и сразу получать полное давление или для каждого газа подставлять свою молекулярную массу, получать парциальные давления и их суммировать. Очевидно, среднее значение μ можно использовать, если газы перемешаны. К перемешиванию приводят процессы конвекции и турбулентности. В обратном направлении действует процесс диффузии. Если механическое перемешивание пренебрежимо мало по сравнению с диффузией, то устанавливается «своя» шкала высоты для каждого газа. Скорость диффузии обратно пропорциональна концентрации. В планетных атмосферах диффузия начинает преобладать над перемешиванием при концентрации 10^{12}–10^{13} см$^{-3}$ (в земной атмосфере это высоты 100–120 км). Этот уровень называется *гомопаузой*. Часть атмосферы ниже гомопаузы называется *гомосферой* (область перемешивания), выше — *гетеросферой* (область диффузионного разделения). Наличие гетеросферы приводит к тому, что гелий и водород становятся основными компонентами на высоте в несколько сотен километров даже в атмосферах планет земной группы. Их самой внешней частью являются поэтому водородные короны. Благодаря малой массе водородных атомов водородные короны планет простираются на многие тысячи километров.

Температура атмосферы определяется ее тепловым балансом. Самая нижняя часть атмосферы полностью или частично непрозрачна для теплового излучения поверхности и своего собственного. В то же время солнечное излучение в видимом

Таблица 9.1. Химический состав атмосфер Венеры, Земли, Марса и Юпитера

Газ	Объемное содержание, %			
	Венера	Земля	Марс	Юпитер
Водород H_2	$\sim 10^{-3}$	$\sim 2 \cdot 10^{-5}$	–	84
Кислород O_2	*	21	0,13	–
Озон O_3	–	$\sim 10^{-5}$	$(0{,}4–2) \cdot 10^{-5}$	–
Азот N_2	3,5	78	2,7	–
Углекислый газ CO_2	96,5	$3 \cdot 10^{-5}$	95	–
Водяной пар H_2O	$\sim 2 \cdot 10^{-3}$	$\sim 0{,}1$	0–0,2	*
Угарный газ CO	$\sim 3 \cdot 10^{-3}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	0,07	–
Метан CH_4	–	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	–	$\sim 0{,}02$
Аммиак NH_3	–	$\sim 10^{-5}$	–	$\sim 0{,}05$
Двуокись серы SO_2	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$	$\sim 5 \cdot 10^{-9}$	–	–
Хлористый водород HCl	$4 \cdot 10^{-5}$	–	–	–
Фтористый водород HF	$5 \cdot 10^{-7}$	–	–	–
Ацетилен C_2H_2				
Этан C_2H_6				
Фосфин PH_3	–	–	–	*
Гелий He	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	*	16
Неон Ne	$7 \cdot 10^{-4}$	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	$2{,}3 \cdot 10^{-3}$
Аргон Ar	$7 \cdot 10^{-3}$	0,9	1,6	$\sim 10^{-3}$
Криптон Kr	$\sim 7 \cdot 10^{-5}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$	
Ксенон Xe	*	$8{,}7 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	*
Средняя молекулярная масса	43,5	28,8	43,5	2,3

Примечания. 1) Значок * означает, что газ обнаружен, но имеется только качественное определение; прочерк стоит в случае, если газ не обнаружен. 2) В таблице указаны не все малые составляющие, обнаруженные в планетных атмосферах. Например, на Венере в очень небольших количествах имеется также COS, на Юпитере GeH_4, в земной атмосфере следы окислов азота, сложных соединений хлора и фтора.

диапазоне обычно проникает достаточно глубоко, греет поверхность и нижние слои атмосферы. Поток планетного теплового излучения (балансирующий приток солнечной энергии) уходит вверх. Поэтому температура в нижних слоях атмосферы, как правило, уменьшается снизу вверх. Нижняя часть атмосферы с большим по абсолютной величине градиентом температуры называется *тропосферой*. Поток тепла в тропосфере переносится инфракрасным излучением и конвективными движениями. Иногда работает только первый из этих процессов, иногда оба. Падение температуры прекращается на уровне, выше которого атмосфера становится прозрачной для теплового излучения. Этот уровень называется *тропопаузой*. Над тропопаузой расположена *стратомезосфера* — область, где температура мало изменяется с высотой. Из стратомезосферы тепловая энергия уходит в космическое пространство в форме инфракрасного излучения.

Ультрафиолетовое ($\lambda < 1\,000$ Å) излучение Солнца поглощается в высоких слоях атмосферы (примерно соответствующих по высоте гетеросфере). Поток излучения в этой области спектра мал, но мала и плотность на таких высотах, и результирующий температурный эффект получается большим. Образуется горячая область верхней атмосферы — *термосфера*. Отвод тепла из термосферы осуществляется двумя процессами: молекулярной теплопроводностью (вниз), турбулентной теплопроводностью (вниз и вверх), инфракрасным излучением молекул (вверх). На Земле наиболее эффективны только первые два процесса, на Венере и Марсе существенную роль играет третий (благодаря молекулам CO_2, которые являются хорошими излучателями). Поэтому термосфера Земли более горячая.

На рис. 9.8 схематически показано вертикальное распределение температуры в атмосферах Венеры, Земли, Марса и Юпитера.

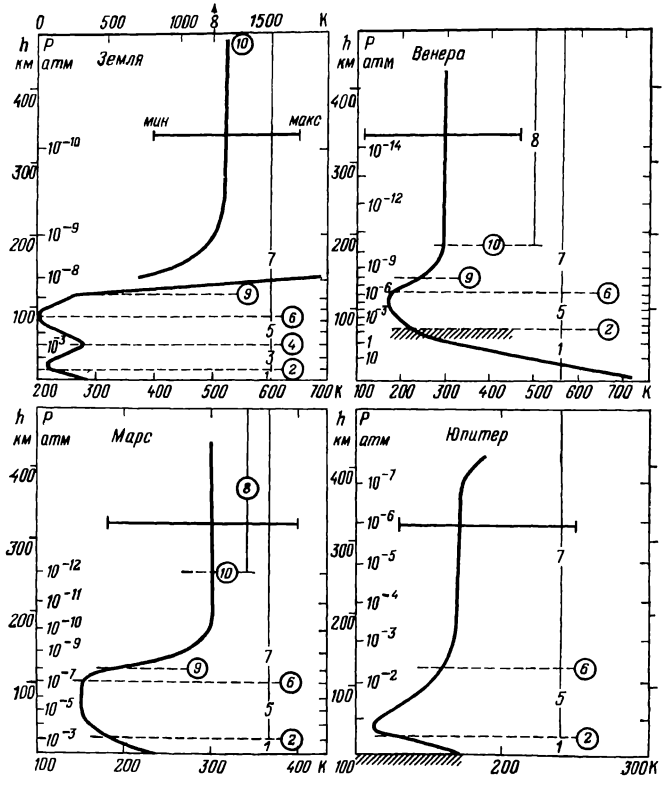


Рис. 9.8. Вертикальное строение атмосфер Земли, Венеры, Марса и Юпитера. По оси абсцисс отложена температура T, по оси ординат — высота h и давление P. Прерывистыми линиями показаны характерные уровни и слои атмосферы: 1 — тропосфера, 2 — тропопауза, 3 — стратосфера, 4 — стратопауза, или мезопик (присутствует только в земной атмосфере и вызван нагреванием атмосферы из-за поглощения озоном солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне 2 000–3 000 Å), 5 — стратомезосфера (в случае Земли мезосфера), 6 — мезопауза, 7 — термосфера, 8 — экзосфера, 9 — гомопауза, 10 — критический уровень (экзобаза). У Юпитера твердой (или жидкой) поверхности нет, и за нулевой уровень принимается условно высота, на которой давление равно 1 атм. Штриховкой показаны облака в атмосферах Венеры и Юпитера. Для Земли оцифровка шкалы абсцисс сверху относится к верхней части кривой $T(h)$, оцифровка снизу — к нижней части

Поглощение ультрафиолетового излучения Солнца приводит к диссоциации молекул, а также к ионизации молекул и атомов. Поэтому в верхней атмосфере появляются атомы и более простые молекулы, которые являются продуктами диссоциации молекул, имеющихся в нижней атмосфере. В верхних атмосферах Венеры, Земли, Марса в результате этого процесса появляется кислород. Ионизация приводит к образованию атомных и молекулярных ионов и свободных электронов. Поэтому верхняя атмосфера является ионизованной средой (плазмой) и часто ее называют *ионосферой*, особенно когда речь идет об электрических свойствах этой части атмосферы. Различные атомные и молекулярные процессы в верхней атмосфере приводят к появлению возбужденных атомов и ее свечению. Оно образует слабый фон. Ночью на Земле это свечение соответствует потоку от звезды примерно 21^m, распределенному по площадке небесной сферы размером в одну квадратную угловую секунду. Днем свечение верхней атмосферы более интенсивно, но его можно измерить только при помощи приборов, установленных на ракетах. Свечение верхней атмосферы имеется и на других планетах.

Высота h_c, на которой длина свободного пробега l равна шкале высоты H, называется *критическим уровнем*. Числовая концентрация n_c, на критическом уровне определяется из уравнения

$$l = \frac{1}{n_c \sigma \sqrt{2}} = H, \tag{9.2}$$

где σ — поперечное сечение столкновений. В планетных атмосферах $n_c \approx 10^8$ см$^{-3}$. Соответствующая высота критического уровня равна около 500 км на Земле и 200 км на Венере. Часть атмосферы, расположенная выше критического уровня, называется *экзосферой*. Молекулы и атомы движутся в экзосфере по баллистическим траекториям, без столкновений. Если скорость превышает параболическую, атом (или молекула) покидает атмосферу навсегда. Таким образом, атмосфера постепенно рассеивается в пространство. Этот процесс называется *диссипацией*. На планетах земной группы он эффективно удаляет водород и гелий из атмосфер. В случае планет-гигантов эти газы прочно удерживаются благодаря сильному полю тяготения.

Общая циркуляция атмосферы. Полярные области планеты получают меньше тепла, чем экваториальные.

Сглаживание температур между экватором и полюсом происходит в результате атмосферной циркуляции. Атмосферные массы на экваторе нагреваются, поднимаются вверх, перемещаются в сторону полюса и замещаются более холодными массами, приходящими из области высоких широт. Кориолисова сила отклоняет поток от меридионального направления. Если нагрев на экваторе слабый, направление потока имеет вид, показанный на рис. 9.9 слева. Такой режим называется *симметричным* или *хадлеевским*. Если нагрев на экваторе и охлаждение на полюсах увеличивать, перенос тепла возрастает. Симметричная циркуляция может переносить лишь ограниченный поток тепла. При достаточно сильном нагреве и быстром вращении симметричный режим циркуляции заменяется более мощным — *волновым* (рис. 9.9, справа). Элементы обоих типов циркуляции могут сочетаться в пределах одной атмосферы, но один из них обычно господствует. На Земле имеет место в основном волновой режим циркуляции, на Венере, вероятно, доминирует симметричный режим. Сложная картина общей циркуляции наблюдается на Юпитере. Полосатая структура и характер движения многих деталей свидетельствуют о симметричном режиме. Однако в то же время имеются и мощные волновые процессы, к числу которых принадлежат циклоны. *Большое Красное пятно* (рис. 9.10) является, вероятно, самым большим циклоном в Солнечной системе (размер примерно 40 000 × 13 000 км).

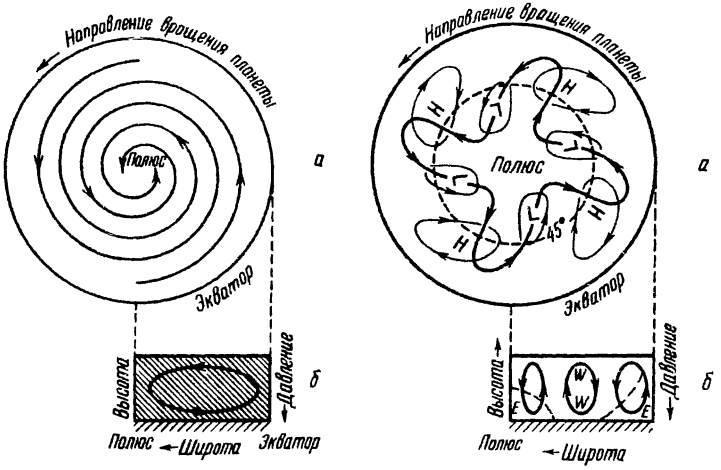


Рис. 9.9. Два режима общей циркуляции атмосферы

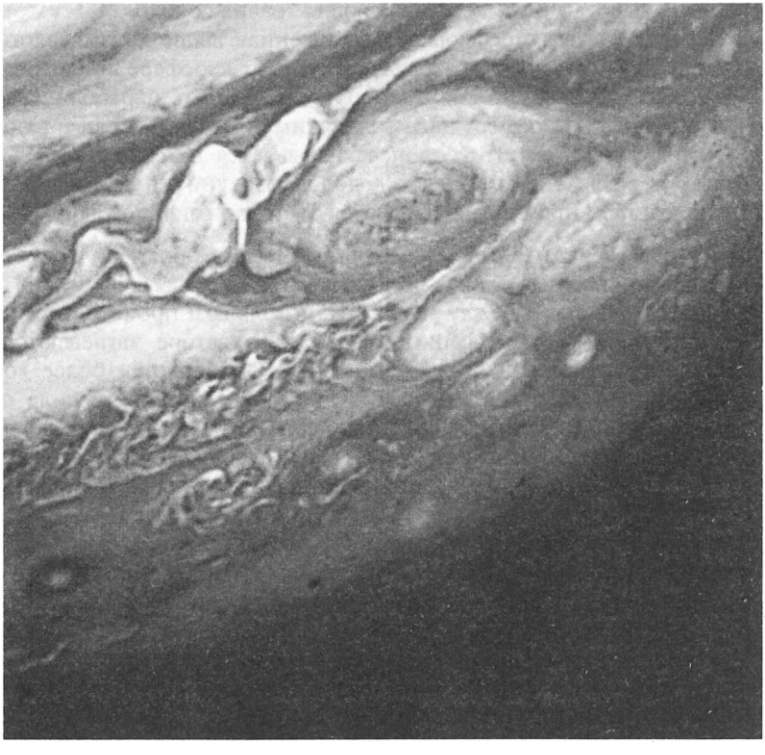


Рис. 9.10. Юпитер. Большое Красное пятно и его окрестности (фотография, переданная с борта «Вояджера-1», 1979 г.)

Аэрозоль (частицы) в атмосферах. Имеется несколько типов частиц — твердые пылинки, поднятые с поверхности, жидкие либо твердые частицы, возникшие в результате конденсации атмосферных газов, и метеоритная пыль. Последняя в основном играет роль ядер конденсации. Пыль, поднятая с поверхности в больших количествах, иногда на несколько месяцев делает непрозрачной атмосферу Марса. Такие глобальные пылевые бури наблюдаются только на этой планете. Облака в атмосферах Земли, Венеры, планет-гигантов являются конденсационными. На Земле частицы облаков состоят из жидкой воды или льда, на Юпитере верхний слой облаков состоит из кристаллов аммиака NH_3, но, по-видимому, ниже имеются также облака H_2O. На Сатурне облака состоят, вероятно, из метана CH_4. На Венере в верхнем слое облаков частицы состоят из водного раствора серной кислоты.

Происхождение и эволюция планетных атмосфер. Этот вопрос, вероятно, имеет простое решение в случае Юпитера и Сатурна (атмосферы образовались вместе с планетой и в дальнейшем практически не изменялись) и совсем не ясен в случае планет земной группы. Имеется несколько моделей: постепенная дегазация (выделение газов в результате вулканических процессов приблизительно равномерно в течение всего времени жизни планеты), катастрофическая дегазация (выделение в период первоначальной аккреции — см. § 9.17 — или вскоре после нее) и захват газов непосредственно из протопланетной туманности. Не исключено, что все три процесса внесли существенный вклад в образование атмосферы, причем распределение ролей различно для разных газов и разных планет. Например, есть предположение, что нерадиогенные инертные газы на Венере в основном были захвачены прямо из протопланетной туманности, в то время как химически активные газы (H_2O, CO_2, N_2) пришли на планету в составе твердых частиц (адсорбированными). На Земле прямой захват из протопланетной туманности был менее эффективен, на Марсе еще меньше.

Часть газов, пришедших вместе с твердым веществом на стадии аккреции сразу вошла в состав атмосферы. Другая часть выделялась постепенно в процессе дегазации недр. Судьба выделившихся газов была различной в зависимости от условий на разных планетах. Например, на Земле вода конденсировалась и образовала гидросферу. Она растворяла углекислый газ, и при реакции CO_2 с силикатами образовывались карбонаты. Почти весь CO_2 на Земле в результате связан в осадочных породах, которые содержат карбонаты. Не исключено, что катастрофические изменения происходили в атмосферах и на более поздних этапах: столкновение с астероидом или кометой может привести к удалению планетной атмосферы. С другой стороны кометы могли и приносить вещества, вошедшие в состав атмосферы и гидросферы.

По-видимому, на Венере вода не конденсировалась, гидросферы не было и углекислый газ оставался в атмосфере. Загадкой является, куда же все-таки делась вода на Венере. Одно из предлагавшихся объяснений состоит в том, что молекулы H_2O в атмосфере диссоциировали, водород диссипировал, а кислород был связан в результате реакции с веществом коры.

Большую роль в формировании состава земной атмосферы играют живые организмы. Наиболее важный процесс такого рода — это переработка углекислого газа в кислород, которая производится растительным покровом нашей планеты.

§ 9.5. Излучение планет. Климат

Солнечное излучение, падающее на планету, частично отражается в космическое пространство, частично поглощается. Поглощенная энергия нагревает поверхность и атмосферу и переизлучается в длинноволновой области спектра.

Спектр излучения планеты содержит поэтому два максимума (рис. 9.11); один из них соответствует отраженному солнечному излучению, второй — тепловому излучению планеты. Положение второго максимума определяется эффективной температурой планеты T_{ef}, в приблизительном соответствии с законом Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{2\,886}{T_{\text{ef}}} \text{ мкм}. \tag{9.3}$$

Уровень, на котором формируется отраженное или тепловое излучение на некоторой данной длине волны, соответствует оптической глубине $\tau = 1$ (так же, как в атмосферах звезд и Солнца). Он может располагаться на той или иной высоте в атмосфере, на некоторой глубине под поверхностью или с нею совпадать. Детальное исследование спектра излучения является поэтому важным источником информации об атмосферах и поверхности планет.

Ультрафиолетовое излучение (в области $\lambda < 3\,000$ Å) уходит из относительно высоких слоев атмосферы. Самые внешние слои планетных атмосфер (их водородные короны излучают линию водорода L_α (длина волны 1 216 Å). Механизм свечения — резонансное рассеяние солнечной линии L_α. Процесс резонансного рассеяния состоит в том, что солнечный квант L_α поглощается и переводит атом из основного энергетического состояния в ближайшее к нему возбужденное. Затем атом излучает тот же квант и возвращается в основное состояние.

Излучение планет в видимой, ближней ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях спектра (примерно 3 000 Å — 4 мкм) — это солнечное излучение, отраженное поверхностью и/или атмосферой. На него накладываются полосы поглощения атмосферных газов.

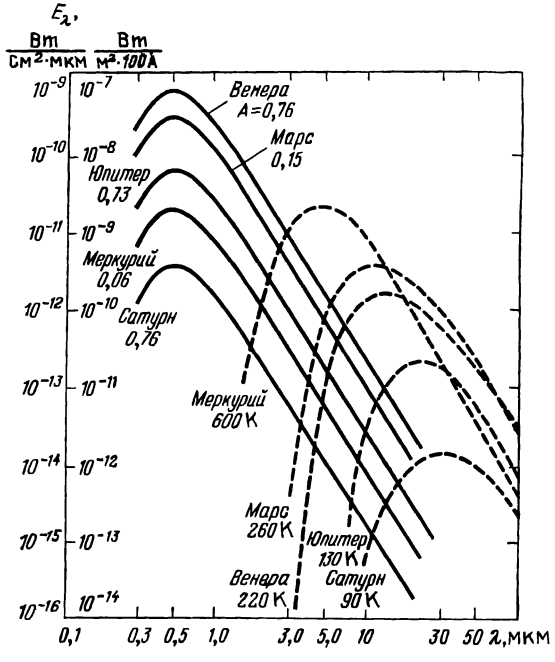


Рис. 9.11. Схематическое представление распределения энергии в спектрах излучения планет. Слева — отраженная радиация, справа — тепловая (переизлученная)

Излучение планет в средней и дальней инфракрасной области (4–100 мкм) — это тепловое излучение поверхности (Меркурий, Марс) или атмосферы (Венера, планеты-гиганты). То же относится к излучению планет в радио- и субмиллиметровом диапазонах. Заметим, что атмосфера Венеры становится прозрачной на длинах волн $\lambda > 1$ см. До сих пор речь шла о тепловом излучении. Наблюдается также нетепловое радиоизлучение от планет, особенно интенсивное в случае Юпитера: синхротронное излучение в магнитосфере и излучение, генерируемое колебаниями ионосферной плазмы (см. § 9.12).

Сферическое альбедо и тепловой баланс. Доля солнечной энергии, отраженная от планеты, равна

$$A_{\text{сф}} = \frac{\Phi}{\Phi_0}, \tag{9.4}$$

где Φ_0 — падающий поток солнечного излучения, Φ — поток, рассеянный планетой во все стороны. Величина $A_{\text{сф}}$ называется *сферическим альбедо*. Если Φ и Φ_0 — потоки, проинтегрированные по всем длинам волн, то $A_{\text{сф}}$ — это интегральное сферическое альбедо. Часть солнечного потока, равная $(1 - A_{\text{сф}})\Phi_0$, поглощается планетой, нагревает ее и переизлучается в инфракрасном диапазоне. Это уходящее тепловое излучение характеризуется эффективной температурой T_{ef}. Величины T_{ef} и $A_{\text{сф}}$, связаны уравнением теплового баланса

$$4\sigma T_{\text{ef}}^4 = (1 - A_{\text{сф}})E_0 + 4\varepsilon, \tag{9.5}$$

где E_0 — освещенность от Солнца, $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\text{Вт} \cdot \text{м}^3/\text{К}^4$ — постоянная Стефана—Больцмана. Левая часть — это уходящее тепловое излучение, правая — поглощенное с небольшой добавкой ε, равной потоку внутреннего тепла, приходящемуся на единицу поверхности планеты. Коэффициент 4 появился из-за того, что падающий поток распределяется по площади πR^2, а уходящий тепловой и внутренний по площади $4\pi R^2$ (здесь R — радиус планеты). У Земли и, по-видимому, у других планет земной группы поток внутреннего тепла пренебрежимо мал по сравнению с притоком тепла от Солнца и в уравнении теплового баланса его можно не учитывать.

Климат. На поверхности планеты (или спутника), лишенной атмосферы, температура T в данной точке определяется уравнением локального теплового баланса. Днем оно имеет вид

$$\alpha\sigma T^4 = (1 - A)E\cos z + F, \tag{9.6}$$

где A — локальное альбедо, z — зенитное расстояние Солнца, α — коэффициент излучения, F — поток тепла, обусловленный теплопроводностью. Ночью в правой части уравнения остается только величина F: поверхность излучает тепло, запасенное в грунте в течение дня. Это уравнение отличается от (9.5) тем, что оно описывает тепловой баланс в данной точке, а не в среднем по планете и, кроме того, здесь отброшен малый член ε. Оно годится для Меркурия, Луны и большинства спутников планет-гигантов. Атмосфера Марса достаточно разрежена, чтобы уравнение (9.5) можно было применять и к этой планете. Теплопроводность планетных грунтов достаточно низка, поэтому на Меркурии, Луне, Марсе имеют место сильные суточные изменения температуры. В полдень на экваторе температура на этих телах составляет примерно 700, 400, 280 К. Соответствующая ночная температура 100, 120 и 170 К.

Достаточно плотная атмосфера влияет на климат несколькими путями: а) парниковый эффект увеличивает температуру поверхности, б) теплоемкость атмосферы сглаживает суточные колебания, в) общая циркуляция атмосферы сглаживает разность температур между экватором и полюсом.

Парниковый эффект — это повышение температуры поверхности и внутренних слоев атмосферы планеты, обусловленное тем, что она более прозрачна для солнечного излучения, чем для теплового излучения поверхности (и своего собственного). Около 75 % энергии солнечного излучения сосредоточено в диапазоне от 0,4 до 1,5 мкм, 75 % теплового излучения при $T = 300$ K в диапазоне от 8 до 28 мкм, а при $T = 700$ K в диапазоне от 3 до 12 мкм. Таким образом, тепловое излучение атмосфер и поверхности планет — это инфракрасное излучение. Оно сильно поглощается сложными молекулами (CO_2, H_2O, SO_2 и др.). Вместе с тем в видимой области спектра молекулы планетных атмосфер рассеивают солнечный свет, но почти не поглощают его, поэтому солнечный свет проникает на большие глубины. К молекулярному (рэлеевскому) рассеянию добавляется рассеяние на аэрозолях, но и оно ослабляет свет не очень эффективно, даже в случае оптически толстого сплошного облачного покрова. Солнечный свет проникает в планетную атмосферу, поглощается на поверхности (а также атмосферой в ближней ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях) и трансформируется в тепловую энергию. Как уже упоминалось (см. § 9.4), теплотой поток направлен вверх, температура в тропосфере уменьшается с увеличением высоты. При этом общий температурный перепад тем больше, чем выше атмосферное давление у поверхности и относительное содержание газов, поглощающих инфракрасное излучение.

Парниковый эффект характеризуется разницей ΔT между средней температурой поверхности T_s и эффективной температурой планеты $T_{\rm ef}$ (см. формулу (9.5)). В случае Венеры $T_s = 735$ K, $T_{\rm ef} = 229$ K. Здесь парниковый эффект выражен весьма сильно благодаря тому, что давление у поверхности высокое ($P_s = 90$ атм) и CO_2 — основной компонент атмосферы (малые примеси H_2O и SO_2 тоже дают значительный вклад в поглощение теплового излучения). В атмосфере Земли содержание CO_2 всего 0,03 %, основным поглотителем теплового инфракрасного излучения является H_2O ($\sim 0{,}1$ %). Оба этих газа обеспечивают увеличение температуры на величину $\Delta T \approx 40$ K. Таким образом, парниковый эффект играет очень важную роль в формировании климата Земли (см. § 9.9). Молекулы H_2, H_2O, NH_3 создают парниковый эффект на Юпитере, однако там его роль невелика, так как, рассеянный солнечный поток в глубине атмосферы много меньше теплового потока из недр планеты. На Марсе и Титане величина ΔT составляет 3–5 K.

Сезонные изменения температуры возникают при достаточно большом наклонении экватора к плоскости орбиты. Они весьма заметны на Земле и Марсе и практически отсутствуют на Венере и Юпитере.

Устойчивость и вековые изменения климата. Климатические характеристики планеты зависят от многих факторов, включая астрономические (солнечная постоянная, орбита, наклонение экватора к эклиптике) и планетофизические (состав атмосферы, альбедо облаков и поверхности). Даже небольшие изменения этих факторов могут резко повлиять на климат, так как некоторые из процессов, им управляющих, похожи на цепную реакцию. Например, увеличение обилия H_2O в атмосфере может привести к увеличению температуры, оно в свою очередь усилит испарение воды и т. д. На Земле такого рода катастрофа пока невозможна, так как у нее нет сплошного облачного покрова. Если поступление H_2O в атмосферу увеличивается, то доля поверхности, скрытая облаками, и среднее альбедо A возрастают: это приводит к падению температуры. В результате имеет место стабилизация теплового режима планеты. Однако эта стабилизация не является достаточно надежной по отношению к понижению температуры. Небольшие изменения ее вследствие вариаций наклонения экватора являются наиболее вероятной причиной ледниковых периодов, многократно имевших место на нашей планете.

Содержание CO_2 в земной атмосфере за последние 100 лет заметно возросло из-за индустриальной деятельности, и отмечаются тенденции к потеплению земного климата, возможно, с этим связанные. На повестку дня стал вопрос о глобальных мерах по охране земной атмосферы как важнейшего элемента окружающей нас природной среды.

§ 9.6. Планеты и солнечный ветер. Магнитосфера. Связь явлений на Солнце и планетах

Плазма солнечного ветра, встречая на своем пути планету или спутник, частично огибает это «препятствие», частично им поглощается. Картина обтекания зависит от характеристик препятствия. Имеются три основных варианта этой картины: а) планета (или спутник) не имеет ни атмосферы, ни магнитного поля (например, Луна); б) есть атмосфера, нет собственного магнитного поля (Венера); в) есть значительное по величине собственное магнитное поле; наличие или отсутствие атмосферы в этом случае не играет существенной роли (примеры: Меркурий, Земля, Юпитер, Сатурн).

На рис. 9.12 схематически представлены все три варианта. В случае *а* частицы солнечного ветра приходят на поверхность, захватываются ею и вновь освобождаются, потеряв заряд и направленную скорость, характерную для солнечного ветра. Образуется разреженная «псевдоатмосфера», плотность которой определяется из условия равенства притока атомов солнечного ветра и потерь, обусловленных диссипацией (см. 9.4). На ночной стороне Луны формируются плазменные тень и полутень.

В случае *б* солнечный ветер, набегающий на атмосферу планеты, образует ударную волну. За фронтом ударной волны расположена так называемая переходная область, в которой направленная скорость существенно меньше, но концентрация частиц, температура и напряженность магнитного поля больше, чем в невозмущенном солнечном ветре. Плазма переходной зоны прижимает ионосферу ближе к поверхности на дневной стороне. В результате граница между ионосферой и переходной областью, ионопауза, приобретает форму тела вращения, вытянутого в антисолнечном направлении.

Наконец, некоторые планеты имеют сильные магнитные поля. В этом случае (рис. 9.12 *в*) также образуются ударная волна и переходная область, но частицы солнечного ветра в ней отклоняются магнитным полем планеты задолго до того, как они вступают в соприкосновение с ионосферой. Картина силовых линий в магнитном поле планеты заметно деформируется под действием солнечного ветра.

В 1958 г., когда аппаратура для исследования космических лучей (счетчики Гейгера и сцинтилляционные счетчики) была впервые запущена на искусственных спутниках Земли, советские и американские исследователи столкнулись с неожиданным явлением: приборы указывали на огромную плотность энергичных частиц в ближайших окрестностях Земли. Это явление было понято не сразу и в последующие годы интенсивно исследовалось. Было установлено, что магнитное поле Земли удерживает огромное число энергичных частиц, как электронов, так и протонов. Их энергия и концентрация зависят от расстояния до Земли и геомагнитной широты. Частицы заполняют как бы огромные кольца, или пояса, охватывающие Землю вокруг геомагнитного экватора.

Обнаружены два основных *радиационных пояса* Земли. Внутренний пояс состоит из протонов с энергией около 10^8 эВ и электронов с энергией 20–500 кэВ. Он начинается на высоте 2 400 км, кончается на высоте 5 600 км и расположен

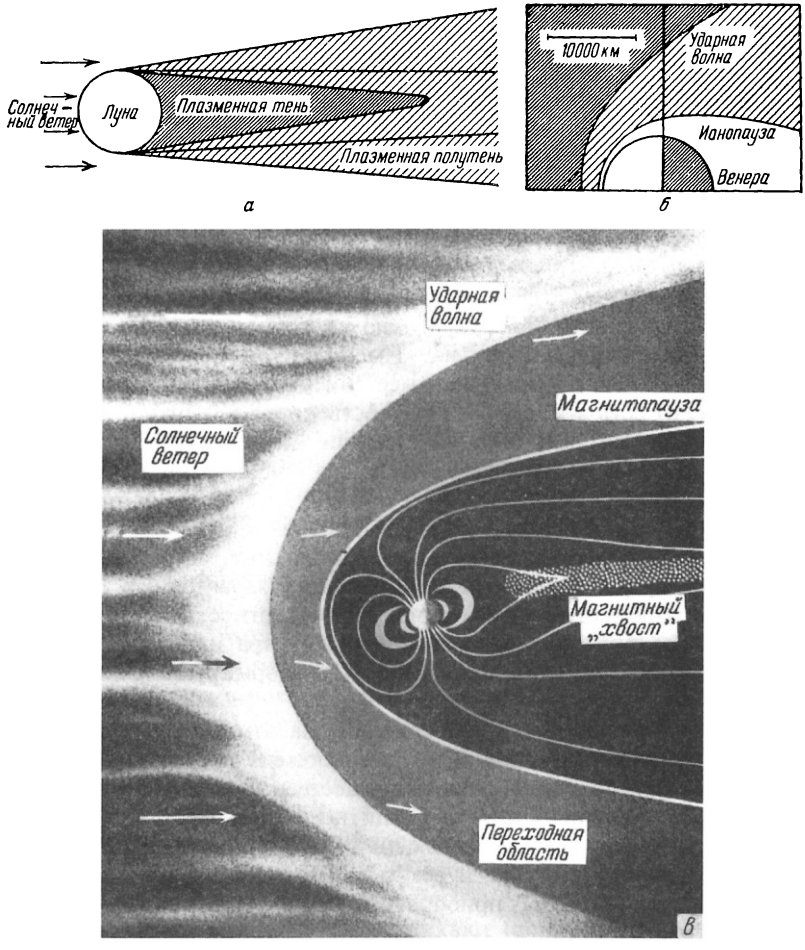


Рис. 9.12. Три варианта обтекания планет и спутников солнечным ветром. *а* — Луна — тело без атмосферы и магнитного поля, *б* — Венера — есть атмосфера, но нет магнитного поля, *в* — Земля — имеется сильное магнитное поле; яркие «серпы» вблизи земного шара — радиационные пояса (внутренний внешний)

между широтами $\pm 30°$. Внешний пояс радиации расположен на высотах от 12 000 до 20 000 км и состоит из протонов и электронов меньшей энергии. Понятие поясов в достаточной мере условно, их граница и размеры зависят от того, какие именно частицы и с какими энергиями принимаются в расчет при анализе измерений. На высоте 50 000–60 000 км расположен третий пояс радиации, или кольцевой ток, силой до 10^7 А, состоящий из электронов с энергией 200 эВ.

Всю область околоземного пространства, заполненную заряженными частицами, движущимися в магнитном поле Земли, называют *магнитосферой*. Она отделена от межпланетного пространства *магнитопаузой*. Вдоль магнитопаузы частицы солнечного ветра обтекают магнитосферу. Влияние солнечного ветра на земное магнитное поле иногда бывает очень сильным. Его локальные характеристики изменяются и колеблются иногда в течение многих часов, а потом восстанавливаются

до прежнего уровня. Это явление называется *магнитной бурей*. Магнитные бури часто начинаются внезапно и одновременно во всем мире.

В высоких широтах во время возмущений магнитного поля наблюдаются *полярные сияния* (рис. 9.13). Они могут продолжаться несколько минут, но часто видимы в течение нескольких часов. Полярные сияния разнообразны по форме, цвету и интенсивности, причем все эти характеристики иногда очень быстро меняются во времени. Спектр полярных сияний состоит из эмиссионных линий и полос. В спектре сияний усиливаются некоторые эмиссионные линии излучения ночного неба, прежде всего зеленая и красная линии кислорода ($\lambda = 5\,577$ Å и $\lambda = 6\,300$ Å). Бывает, что одна из этих линий во много раз интенсивнее другой, и это определяет видимый цвет сияния: зеленый или красный.



Рис. 9.13. Полярное сияние

Возмущения магнитного поля сопровождаются также нарушениями радиосвязи в полярных районах. Причиной нарушения являются изменения в ионосфере, которые означают, что во время магнитных бурь действует мощный источник ионизации. Было установлено, что сильные магнитные бури, происходят при наличии вблизи центра солнечного диска больших групп пятен. Последующие наблюдения показали, что бури связаны не с самими пятнами, а с солнечными вспышками, которые появляются во время развития группы пятен. Жесткое излучение вспышки вызывает в ионосфере резкое добавочное увеличение ионизации.

Усиление солнечного ветра, связанное со вспышками, создает дополнительную деформацию магнитных силовых линий, вызывая магнитные бури.

Частицы солнечного ветра захватываются магнитным полем Земли и наполняют внешний радиационный пояс. В полярных районах электроны и протоны, двигаясь

по спирали вдоль силовой линии, могут проникнуть в атмосферу даже при относительно малых энергиях. В верхних слоях атмосферы частицы солнечного ветра создают дополнительную ионизацию, которая изменяет условия распространения радиоволн, и возбуждают свечение, наблюдаемые в виде полярных сияний.

Юпитер и Сатурн имеют существенно более сильные магнитные поля, чем Земля, и их магнитосферы значительно больше. Эти планеты также имеют радиационные пояса (см. § 9.12). Магнитное поле Меркурия, наоборот, слабее земного и магнитосфера меньше по размерам. Собственное магнитное поле Марса еще слабее, и характер обтекания планеты солнечным ветром зависит от фазы солнечной активности. Если она низкая, то магнитное поле «спрятано» под ионосферой, солнечный ветер с ним не взаимодействует и тогда имеет место случай *б*. При высоком уровне активности солнечный ветер отжимает ионосферу вниз, встречается с магнитным полем и тогда процесс идет по варианту *в*.

§ 9.7. Меркурий

Ближайшая к Солнцу планета, Меркурий, по размерам лишь немного больше Луны (радиус 2 439 км). Однако по средней плотности (5,42 г/см^3) он Луну существенно превосходит, она почти такая же, как у Земли. Ускорение свободного падения на поверхности 372 см/с^2, в 2,6 раза меньше земного. Период обращения вокруг Солнца составляет около 88 земных суток. Из-за малых угловых размеров (около $7''$ в наибольшей элонгации) и близости к Солнцу Меркурий наблюдать трудно, и данных об этой планете при наблюдениях с Земли было получено немного.

Долгое время не удавалось правильно определить даже его период вращения. Проблема была решена только при помощи радиолокации. Отраженный радиолокационный импульс вследствие эффекта Доплера размывается по частоте, если планета вращается. Видимое с Земли вращение складывается из действительного осевого вращения и поворота, вызванного движением по орбите. Проводя радиолокацию при различных положениях планеты на орбите, можно определить как скорость, так и направление осевого вращения. Радиолокация Меркурия показала, что его вращение является прямым с периодом 58,6 ± 0,5 суток. Это близко к 2/3 периода обращения планеты вокруг Солнца. Ось вращения приблизительно перпендикулярна к плоскости эклиптики.

Явление соизмеримости периодов вращения и обращения Меркурия объясняется, видимо тем, что приливное воздействие Солнца уносило момент количества движения и тормозило вращение, которое было первоначально более быстрым, до тех пор, пока оба периода не оказались в целочисленном отношении.

Следующий важный шаг в изучении Меркурии был сделан в результате полета к нему американского космического аппарата «Маринер-10» (1974 г.) Он передал фототелевизионные изображения Меркурия примерно с такой же степенью детальности, какая получается при наблюдениях Луны с Земли. Большой интерес представляет схема полета «Маринера-10». Прямой перелет космического аппарата от Земли к Меркурию требует больших затрат энергии. Эту трудность можно обойти, если рассчитать такую орбиту, чтобы аппарат прошел сначала около Венеры; гравитационное поле этой планеты изменяет орбиту, и можно выбрать условия ее пролета так, что после Венеры космический аппарат пойдет к Меркурию. Подобная коррекция орбиты без затраты энергии называется гравитационным маневром. Она и была использована при перелете к Меркурию «Маринера-10». На рис. 9.14 приведено мозаичное изображение Меркурия, полученное при помощи телевизионной камеры «Маринера-10». Поверхность Меркурия очень напоминает лунную. Первое,

что бросается в глаза, — это большое число кратеров самых различных размеров. Однако имеются и различия. На Меркурий нет обширных морских районов, сравнительно гладких и более свободных от кратеров. С другой стороны, на поверхности Меркурия имеются такие образования, как очень высокие (в несколько километров) уступы, которые тянутся на расстояния в тысячи километров. Они свидетельствуют о том, что планета сжималась в процессе своей эволюции.

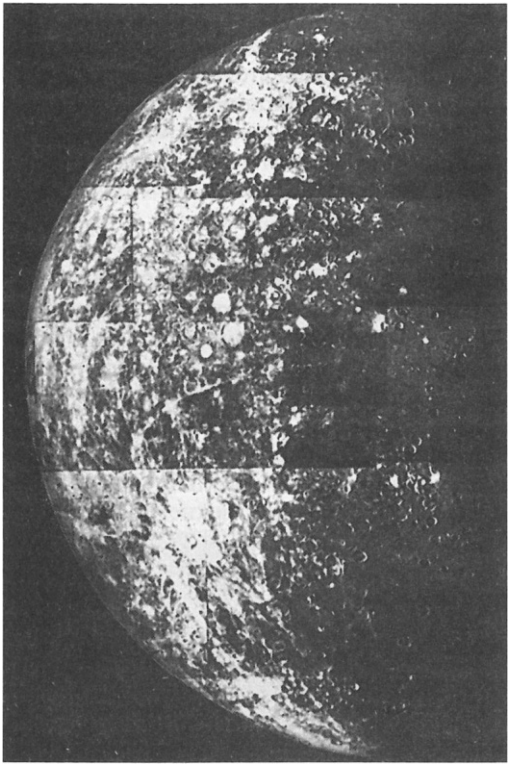


Рис. 9.14. «Мозаичная» (сложенная из многих отдельных изображений) фотография Меркурия, полученная при помощи телевизионных камер «Маринера-10» в 1974 г.

Температура поверхности Меркурия измерялась по его инфракрасному излучению. В полдень на экваторе максимальная температура достигает 700 К, а на ночной стороне падает до 100 К. В то же время интенсивности теплового радиоизлучения сантиметрового диапазона на ночной и дневной сторонах мало различаются. Это означает, что суточные колебания температуры заметно уменьшаются по амплитуде на глубине нескольких сантиметров, т. е. велика тепловая инерция грунта. Отсюда и было сделано заключение, что поверхностный слой грунта на Меркурии представляет собой мелко раздробленную породу с относительно низкой плотностью (реголит — см. § 9.3).

Атмосфера Меркурия имеет чрезвычайно малую плотность: концентрация не более 10^6 $см^{-3}$ у поверхности. Такая концентрация газа в земной атмосфере имеется на высоте 700 км. Состав атмосферы точно не известен; спектроскопические измерения на «Маринере-10» обнаружили гелий (концентрация около 10^4 $см^{-3}$).

Позднее наземные наблюдения спектров Меркурия с высокой разрешающей силой показали, что там имеется относительно много натрия — около 10^5 см$^{-3}$. При тех высоких температурах, которые достигаются на дневной стороне, натрий естественно может существовать только в газовой фазе, однако происхождение его точно не установлено (возможные объяснения: фотохимические и термохимические процессы, воздействие солнечного ветра).

Меркурий имеет собственное магнитное поле. Напряженность его вблизи поверхности у экватора около 0,002 Э (в 300 раз меньше, чем на Земле). Ось магнитного диполя приблизительно совпадает с осью вращения. Наличие собственного магнитного поля является сильным свидетельством в пользу существования жидкого ядра (см. рис. 9.3). Основные особенности этой планеты можно, следовательно, описать так: снаружи Меркурий похож на Луну, а внутри на Землю.

Спутников Меркурий не имеет.

§ 9.8. Венера

По массе Венера мало отличается от Земли ($M = 0{,}82M_\oplus$), по размерам отличие тоже мало ($R = 0{,}95R_\oplus$). В 1761 г. наблюдения прохождения Венеры по диску Солнца позволили М. В. Ломоносову установить, что эта планета, как и Земля, обладает мощной атмосферой. Таким образом, Венера и Земля во многом похожи друг на друга. Поэтому предполагалось, что физические условия на поверхности Венеры и Земли примерно одинаковы. Однако исследования, проведенные в течение последних десятилетий, заставили пересмотреть старые представления.

Угловой диаметр Венеры (рис. 9.15) довольно велик. Он меняется от $10''$ вблизи верхнего соединения почти до $1'$ вблизи нижнего. Вблизи наибольшей элонгации можно заметить постепенное потемнение видимой поверхности диска от лимба к терминатору. Иногда это потемнение является не вполне регулярным. Опытные наблюдатели отмечают на диске наличие туманных пятен, вид которых меняется

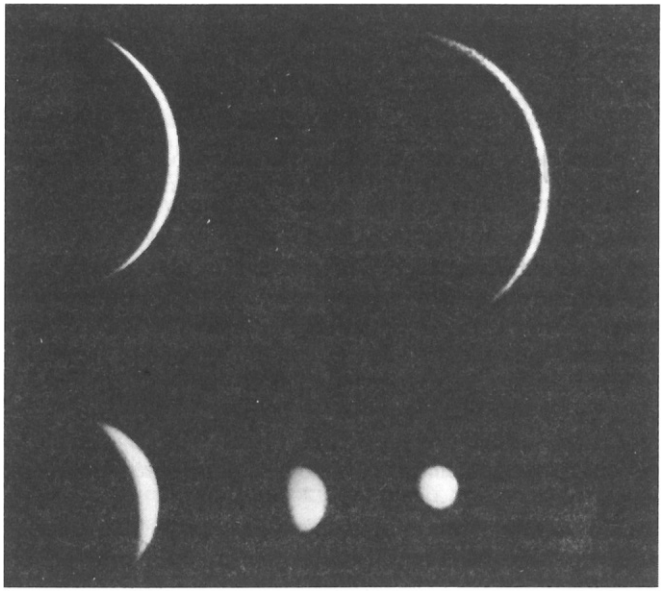


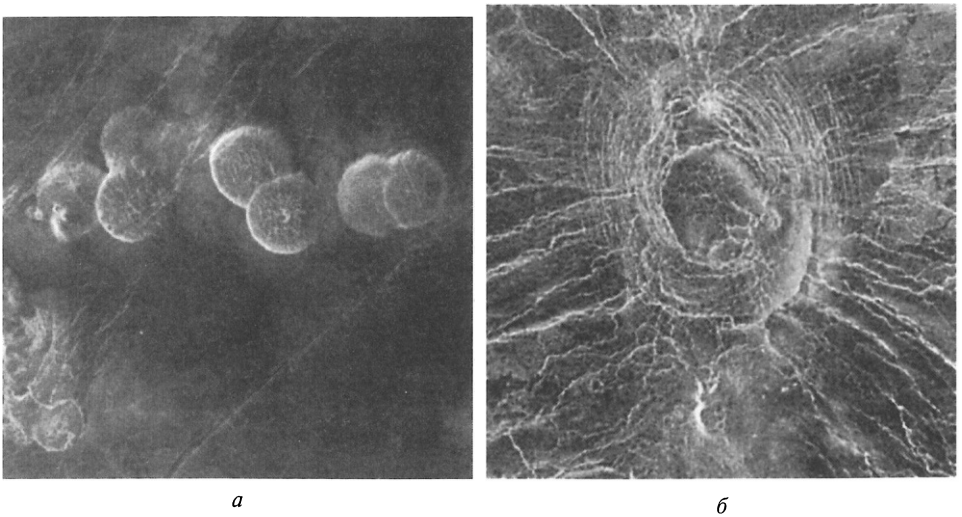
Рис. 9.15. Фотографии Венеры в различных фазах

ото дня ко дню. Эти пятна могут быть только деталями облачной структуры. Облака на Венере образуют мощный сплошной слой, полностью скрывающий от нас поверхность планеты. Фотографии Венеры в ультрафиолетовой области ($\lambda \approx 3\,500$ Å) часто показывают более или менее устойчивые (в течение нескольких дней) детали, иногда имеющие вид параллельных полос, но и они, безусловно, не связаны с твердой поверхностью. Что скрывается под облачным слоем Венеры, как высоко он находится над ее поверхностью, каковы температура поверхности и давление атмосферы? Ответ на эти вопросы сейчас известен, но получить его было нелегко.

Как и в случае Меркурия, не удавалось определить период вращения Венеры, пока не пришли на помощь радиолокаторы. Существенно, что в радиодиапазоне можно «видеть» детали поверхности сквозь мощную атмосферу Венеры. При помощи радиолокаторов были получены первые карты поверхности, определены период и направление вращения Венеры. Вращение оказалось очень медленным (период 243 земных суток), а направление его противоположно направлению обращения по орбите (обратное вращение). Наклонение экватора к эклиптике близко к 3°.

Поскольку периоды вращения (243 суток) и обращения (225 суток) близки по величине, а направление противоположно, то за один оборот вокруг Солнца на Венере наблюдаются два восхода и два захода Солнца. Длительность солнечных суток на Венере составляет 117 земных суток.

Поверхность. Радиолокация позволила определить радиус твердой поверхности Венеры — около 6 052 км. При помощи радиолокации успешно изучался рельеф поверхности Венеры. Это делалось как с Земли, так и с орбиты искусственных спутников Венеры. В 1983 г. около 25 % поверхности планеты было охвачено



а *б*

Рис. 9.16. Примеры изображений поверхности Венеры, полученных при помощи радиолокационной съемки на американском искусственном спутнике Венеры «Магеллан»: *а* — низкие куполообразные вулканические холмы, средний диаметр около 25 км, высота около 750 м. В центре такого холма находится жерло вулкана. Вязкость истекающей лавы в этом районе мала, и она растекается, не образуя приподнятого конуса с крутыми склонами, подобного земным вулканам; *б* — венец — вулкан с кальдерой (впадиной на вершине), окруженной системой радиальных (по-видимому, русла лавовых потоков) и кольцевых тонких деталей. Диаметр около 100 км

радиолокационной съемкой, проведенной с борта советских ОА «Венера-15» и «Венера-16», а в 1990–1992 гг. американский «Магеллан» провел радиолокационное картирование почти всей поверхности (98 %). Радиолокационные изображения, полученные при помощи «Магеллана», имеют очень высокое качество, характерное разрешение — несколько сот метров. В результате этих исследований было установлено, что Венера является планетой с высоким уровнем геологической активности: имеется множество вулканических и тектонических образований, часть из них встречается только на Венере, например, венцы, куполообразные холмы (рис. 9.16), паутинные сети лавовых потоков и тектонических трещин («арахноиды»). Это своеобразие связано с высокой температурой поверхности (см ниже). Обнаружено также около 1 000 ударных кратеров; даже такая толстая атмосфера, как у Венеры, не способна защитить поверхность от падения крупных тел на планету. Подсчеты ударных кратеров разных размеров показывают, что возраст ее поверхности составляет 300–500 миллионов лет. В начале этого периода вулканическая активность была наиболее высокой, потом снизилась, но не прекратилась. По-видимому, она сохраняется и сейчас. Во многих чертах процессы, формирующие поверхность Венеры аналогичны земным, хотя есть и существенные различия. Предполагается, что и по внутреннему строению Венера похожа на Землю (см. рис. 9.3).

В 1975 г. спускаемые аппараты АМС «Венера-9» и «Венера-10» совершили мягкую посадку на поверхность планеты и передали на Землю изображение ближайших окрестностей места посадки. Это были первые в мире фотографии, переданные с поверхности другой планеты. Изображение получалось в видимой области спектра с помощью телефотометра — системы, по принципу действия напоминающей механическое телевидение.

В 1982 г. спускаемые аппараты «Венера-13» и «Венера-14» вновь передали на Землю панорамы поверхности (рис. 9.17). Было существенно улучшено качество изображения, увеличено поле зрения (получен круговой обзор) и получены, кроме черно-белых, и цветные изображения. Плоская форма и слоистая структура многих образований наблюдаемых на панорамах, свидетельствуют об их осадочной природе

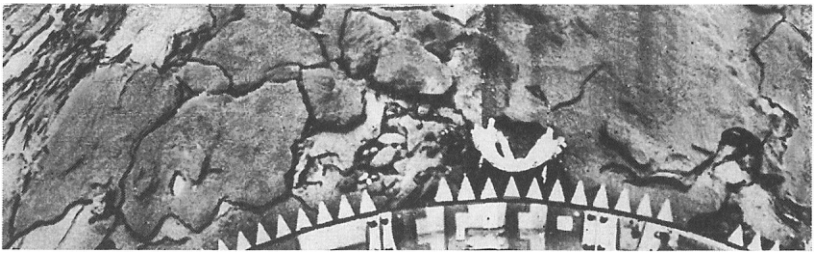


Рис. 9.17. Часть изображения поверхности Венеры, переданного на Землю телефотометром АМС «Венера-14»

(мелкие частицы поднимаются в атмосферу и при их осаждении формируется поверхность такого типа, как мы видим на панорамах). Аналогичные процессы формируют дно земных океанов. Заметим, что плотность атмосферы Венеры у поверхности составляет около 1/15 плотности воды.

На АМС «Венера-13» и «Венера-14» был проведен впервые детальный анализ химического состава пород. Для этого пришлось решить сложную задачу забора грунта с последующей доставкой его внутрь спускаемого аппарата. Породы в местах посадки обеих станций близки по составу к земным базальтам.

Атмосфера и климат. Спектроскопические наблюдения показали, что в атмосфере Венеры присутствует CO_2, а также некоторые другие газы (водяной пар H_2O, угарный газ CO, двуокись серы SO_2, пары соляной кислоты HCl, пары фтористоводородной кислоты HF), но в гораздо меньших количествах, чем CO_2 (см. табл. 9.1).

Несмотря на большое количество спектроскопических данных, было невозможно определить по наземным наблюдениям полное содержание CO_2 в атмосфере Венеры из-за присутствия мощного облачного слоя. Оценки процентного содержания CO_2 тоже были весьма неточны. До полетов советских АМС предполагали, по аналогии с Землей, что в атмосфере Венеры много азота. Прямые измерения на АМС «Венера-4, 5, 6, 11, 12» и «Пионер—Венера» показали, что содержание CO_2 в атмосфере Венеры 96–97 %, а N_2 3–4 %. Содержание H_2O в глубоких слоях атмосферы составляет всего около 0,003 % (по данным «Венеры-11, 12, 13 и 14»). Заметим, что это очень малая величина в сравнении с количеством воды на Земле. На Венере нет океанов, и вся вода, выделившаяся в течение геологической истории планеты, должна была перейти в атмосферу.

Одним из наиболее чувствительных приборов для прямого исследования химического состава планетных атмосфер является масс-спектрометр. Он дает концентрации различных молекул и составляющих их атомов в зависимости от массового числа и, следовательно, различает изотопы. На рис. 9.18 приведен пример такого масс-спектра. При помощи масс-спектрометров впервые были измерены содержания изотопов инертных газов в атмосфере Венеры. Среди этих изотопов имеются так называемые первичные, которые не являются продуктами радиоактивного распада других элементов и сохранились со времен формирования планеты, поскольку они не вступают в химические реакции. Оказалось, что абсолютное обилие первичных изотопов инертных газов в атмосфере Венеры на два порядка больше, чем на Земле (см. табл. 9.1). Возможно, этот результат указывает на различия в процессах образования атмосфер обеих планет (см. § 9.4).



Рис. 9.18. Фрагмент оригинальной телеметрической записи масс-спектра атмосферы Венеры в области 20–105 а. е. м. (атономных единиц массы) («Венера-11»)

На спускаемых аппаратах, начиная с «Венеры-4», многократно проводились измерения вертикального профиля температуры, давления и плотности атмосферы. В результате было установлено, что средняя температура на поверхности составляет около 735 К, а давление 90 атм. Зависимость температуры и давления от высоты была приведена на рис. 9.8. Параметры атмосферы выше уровня 40 км определялись не только прямыми измерениями, но также и по характеру прохождения радиоволн от космического аппарата, а выше 65 км по спектру инфракрасного излучения. Из кривой, приведенной на рис. 9.8, видно, что градиент температуры остается примерно постоянным от поверхности до высоты около 55 км. Таким образом, тропосфера на Венере является гораздо более толстой, чем на Земле и на Марсе. Перенос тепла осуществляется в ней как инфракрасным излучением, так и конвекцией.

Суточные и широтные вариации температуры ниже 50 км очень малы (находятся в пределах нескольких градусов). Благодаря малому наклону экватора сезонные вариации отсутствуют.

Высокая температура поверхности, большое атмосферное давление и большое относительное содержание CO_2 — факты, по-видимому, связанные между собой (см. § 9.4).

Вывод о высокой температуре поверхности и нижних слоев венерианской атмосферы был получен еще по результатам наземных астрономических исследований, хотя измерения на АМС существенно уточнили наши представления. Уже в 1956 г. было установлено, что радиоизлучение Венеры в диапазоне 3–10 см соответствует температуре излучающей среды 600–700 К. Атмосфера прозрачна для излучения в этих частотах, излучающей средой может быть только верхний слой грунта. Когда это было обнаружено, делались попытки найти другие объяснения (такая высокая температура поверхности Венеры была полной неожиданностью), но все они были несостоятельны. Исследования Венеры при помощи космических аппаратов — это один из немногих случаев, когда удалось проверить прямыми измерениями выводы, сделанные на основе астрономических наблюдений.

Причина, вызывающая разогрев поверхности Венеры, — это парниковый эффект (см. § 9.5). Для создания парникового эффекта необходимо, чтобы заметная часть солнечного излучения достигала поверхности. Естественно задать вопрос, как же выполняется это условие при такой мощной атмосфере? Оказывается, однако, что хотя прямые солнечные лучи не достигают поверхности, уровень освещенности на ней высок благодаря большому количеству многократно рассеянных солнечных фотонов. В видимой области спектра нет полос поглощения и фотоны свободно блуждают в атмосфере, выходя через ее верхнюю и нижнюю границы. На рис. 9.19 показано, как изменяется спектр рассеянного солнечного

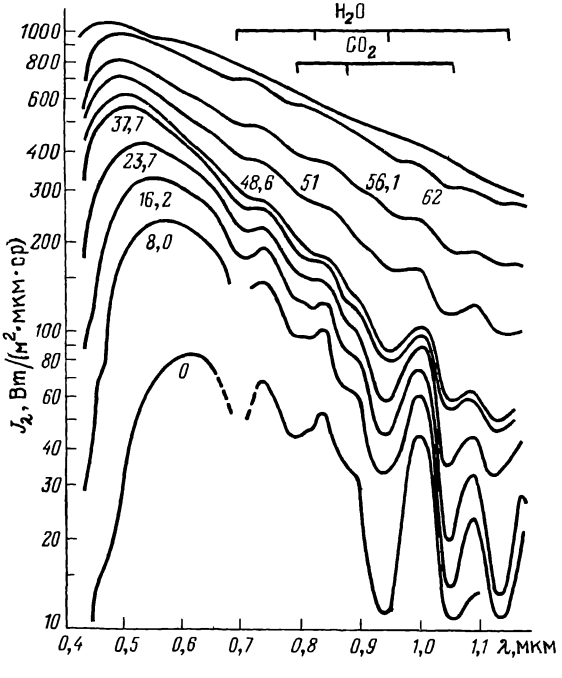


Рис. 9.19. Спектр рассеянного солнечного излучения в глубоких слоях атмосферы Венеры по данным спускаемого аппарата «Венера-11». Цифры у кривых — высота в км. Видно, как усиливаются полосы поглощения H_2O и CO_2 по мере снижения космического аппарата. Эти спектры оказались хорошим источником данных о содержании водяного пара в атмосфере планеты. Верхняя кривая — спектр Солнца вне атмосферы

излучения по мере погружения в атмосферу планеты. Полосы поглощения CO_2 и H_2O, которые видны на этих кривых, значительно слабее, чем полосы тех же газов, расположенных на больших длинах волн, которые находятся за пределами данного участка спектра. Эти длинноволновые полосы затрудняют выход инфракрасного излучения из тропосферы, что приводит к высокой ее температуре.

Верхняя граница облачного слоя Венеры расположена на высоте около 70 км, а нижняя — на высоте около 48 км. Распределение частиц по размерам имеет сложный характер, выше 58 км основной вклад в оптическую толщину вносят частицы со средним размером около 1 мкм, ниже преобладают более крупные частицы. Частицы микронного размера, вероятно, состоят из серной кислоты, состав крупных частиц неизвестен. Полная оптическая толщина облачного слоя составляет около 30. Частицы облачного слоя практически не поглощают солнечный свет, что обеспечивает высокую прозрачность облаков для рассеянного света. Это же приводит к высокой отражательной способности венерианских облаков. Сферическое альбедо планеты равно 0,78 — самое большое в Солнечной системе. В результате Венера получает от Солнца тепла меньше, чем Земля, и меньше ее эффективная температура (см. § 9.5). Она равна 229 К.

Циркуляция атмосферы Венеры имеет своеобразный характер. На высотах 50–70 км постоянно дуют ветры, имеющие среднюю скорость около 100 км/с. Какой гидродинамический механизм поддерживает это движение точно не известно. Есть предположение, что оно возникает в результате наложения конвективных ячеек, присутствующих в тропосфере. Эти ветры были обнаружены еще при наблюдениях с Земли по движению деталей облаков, которые видны на фотографиях, полученных в ультрафиолетовой области спектра. Картина атмосферных движений была существенно уточнена по измерениям на космических аппаратах. Специально для исследования циркуляции на Венере в 1985 г. был проведен полет двух аэростатов в ее атмосфере. За их движением следила сеть наземных радиотелескопов, образовавших глобальный сверхдлиннобазовый интерферометр. Этот выдающийся эксперимент был частью проекта «Вега» (см. § 7.9).

Скорость ветра уменьшается на высотах ниже 50 км по мере приближения к поверхности и вблизи нее составляет около 1 м/с. Меридиональный компонент ветра гораздо меньше зонального (т. е. направленного вдоль параллелей). Она направлена от экватора к полюсу ниже 60 км и в противоположном направлении выше.

Основные особенности строения верхней атмосферы Венеры уже отмечались в § 9.4. Ее дневная температура (около 300 К) существенно ниже температуры поверхности (на Земле и Марсе наоборот). Ночная температура верхней атмосферы Венеры еще ниже (100–120 К) и это является загадкой, пока не имеющей объяснений. Венера обладает ионосферой. Максимум концентрации электронов и ионов находится на высоте около 150 км. Здесь днем электронная концентрация около $3 \cdot 10^5$ см$^{-3}$ ночью — на порядок меньше.

Собственное магнитное поле Венеры или отсутствует, или очень слабое. Известен только верхний предел, составляющий 10^{-4} по отношению к земному. Характер обтекания солнечным ветром Венеры типичен для планеты, не имеющей магнитного поля, но обладающей атмосферой (см. § 9.6).

Наиболее важной и пока еще не решенной проблемой является эволюция этой планеты, в результате которой сложились ее основные особенности — мощная углекислотная атмосфера с избытком инертных газов и острым недостатком воды по сравнению с Землей (см. § 9.4, 9.5, разделы об эволюции атмосферы и климата).

§ 9.9. Земля как планета

Такие вопросы, как форма Земли, ее масса, движение по орбите, уже рассматривались. В § 9.2–9.6 были приведены в сопоставлении с другими планетами важнейшие характеристики ее внутреннего строения, поверхности, атмосферы, климата и магнитосферы. Здесь мы дадим некоторые дополнительные сведения о поверхности и атмосфере Земли, особенно об их эволюции. Особенностями нашей планеты являются наличие гидросферы и биосферы, а также большая динамическая активность коры и атмосферы. И атмосфера, и кора существенно изменены в результате эволюции живых организмов.

На рис. 9.20 показано, как выглядит наша планета при наблюдении ее из космоса.



Рис. 9.20. Фотография Земли, полученная при помощи ТВ-камеры космического аппарата «Галилео» с расстояния 2 млн км

Кора и поверхность. Земная кора неодинакова по толщине в разных частях планеты. Под материками она составляет 35–70 км, а под океанами около 5 км. Предполагается, что «корни» материков уходят вглубь вязкого и частично расплавленного пограничного слоя верхней мантии (*астеносферы*), так же как основания айсбергов в глубины моря, и поддерживаются в равновесии архимедовой силой. Это равновесие носит название *изостатического*. Есть серьезные свидетельства в пользу медленного движения материков. Это наиболее крупномасштабные тектонические явления, которые отражают перемещение плит земной коры и, в свою очередь, являются результатом конвекции в мантии. Есть множество других проявлений активностей земной коры — поднятие одних участков, опускание других.

Столкновения континентальных плит приводят к образованию горных цепей; при раздвигании, наоборот, образуются моря. Возраст типичных молодых гор Альп составляет 30 млн лет, а Средиземного моря — около 5 млн лет.

Предполагается, что конвективные движения мантии выносят ее вещество вверх под дном океанов и здесь непрерывно формируется молодая кора, под давлением которой раздвигаются материки. Плиты океанической коры вклиниваются под материковую на границе океанов и континентов (зоны поддвигания, см. § 9.2). Здесь выстраиваются гигантские горные цепи (например, Кордильеры), тут же расположены многие вулканы. В середине океанов молодая кора образует подводные хребты, здесь тоже встречаются вулканы — на островах (Гавайи, Исландии) и под водой.

Одним из проявлений активности земных недр являются землетрясения. Они наиболее часто происходят и достигают наибольшей мощности в зонах поддвигания (пример — острова Японии).

Атмосфера и климат. Состав атмосферы Земли приведен в табл. 9.1. Азот и кислород — ее основные компоненты, CO_2 очень мало, в отличие от Венеры и Марса, где углекислый газ — главная составляющая атмосферы. Причины различия отмечались в § 9.4.

Средняя температура в основании атмосферы 288 К, эффективная температура 249 К. Таким образом, парниковый эффект (см. § 9.5) создает избыток $\Delta T = 39$ К. По счастливой случайности этот избыток как раз таков, чтобы поддерживать температуру нашей планеты в средних и экваториальных широтах на уровне, оптимальном для существования теплокровных организмов.

Толщина тропосферы Земли порядка 10 км; она несколько различна на разных широтах (больше на экваторе). Конвекция в земной тропосфере наблюдается часто, но не всегда и не везде. Она «включается» в качестве механизма переноса тепла (дополнительного к излучению), когда вертикальный градиент температуры достигает некоторой достаточно большой величины.

Шкала высоты в земной тропосфере, как можно убедиться при помощи формулы (9.1), равна

$$H = \frac{R_g T}{\mu g} = \frac{8{,}31 \cdot 10^7 \cdot 288}{28{,}8 \cdot 980} \approx 8 \cdot 10^5 \text{ см},$$

т. е. давление падает в e раз на высоте 8 км.

Общая циркуляция земной атмосферы вместе с океанскими течениями сглаживает температурные разности между полюсами и экватором. В земной атмосфере доминирует волновой режим общей циркуляции (см. § 9.4 и рис. 9.9). Крупномасштабные волновые движения проявляются в виде циклонов и антициклонов — вихревых движений, соответственно с пониженным и повышенным давлением в центре.

Интересную особенность имеет стратомезосфера нашей планеты (см. рис. 9.8). В отличие от Марса и Венеры температурный профиль земной стратомезосферы не является гладким. На высоте около 50 км имеется широкий температурный максимум. Это так называемая *мезосфера*. Увеличение температуры начинается с высот 20–25 км. Причиной этого увеличения является экзотермическая (т. е. сопровождающаяся выделением тепла) фотохимическая реакция разложения озона:

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O. \qquad (9.7)$$

Озон появляется в результате фотохимического разложения O_2

$$O_2 + h\nu \rightarrow O + O \tag{9.8}$$

и последующей реакции тройного соударения

$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M, \tag{9.9}$$

где M — третья молекула.

В результате реакции (9.7) озон поглощает ультрафиолетовое излучение в области от 2 000 до 3 000 Å, и это излучение разогревает атмосферу. Озон, находящийся в мезосфере, служит своеобразным щитом, охраняющим нас от действия ультрафиолетового излучения Солнца. Без этого щита развитие жизни на суше в ее современных формах вряд ли было бы возможно.

Над мезосферой расположен температурный минимум — *мезопауза*. Выше температура вновь начинает расти. Причиной является поглощение ультрафиолетового, излучения Солнца на высотах 150–300 км, обусловленное ионизацией атомного кислорода:

$$O + h\nu \rightarrow O^+ + e^-.$$

Над мезопаузой температура растет непрерывно до высоты около 400 км, где она достигает днем в эпоху максимума солнечной активности 1 800 К. В эпоху минимума эта предельная температура может быть меньше 1 000 К. Выше 400 км атмосфера изотермична (термосфера). Критический уровень (основание экзосферы; см. § 9.4) находится на высоте около 500 км.

Концентрация электрических зарядов (электронная концентрация равна ионной) в земной ионосфере на высоте 300 км составляет днем около 10^6 см$^{-3}$. Плазма такой плотности отражает радиоволны длиной более 20 м, а более короткие пропускает.

Магнитное поле. Земля обладает значительным магнитным полем — около 0,5 Э у поверхности. Магнитные силовые линии Земли в среднем близки к силовым линиям некоторого диполя, отличаясь от них местными нерегулярностями, связанными с наличием намагниченных пород в коре. Этот воображаемый диполь, поле которого ближе всего соответствует истинному, называется *эквивалентным магнитным диполем*. Точки пересечения его оси не совпадают с географическими полюсами. Координаты северной точки пересечения $\varphi = 78{,}5°$ с. ш., $\lambda = 70°$ з. д. (Северная Гренландия). Магнитное поле Земли через интервалы времени от 500 тыс. до 50 млн лет меняет направление на обратное.

Происхождение магнитного поля Земли и других планет связано, по-видимому, с так называемым динамо-механизмом. Предполагается, что магнитное поле возникает благодаря гидродинамическим движениям в жидком ядре. Температура вещества в жидком ядре довольно высокая (несколько тысяч градусов), и оно имеет заметную проводимость. Если в ядре имеется какое-либо (пусть вначале очень слабое) начальное магнитное поле, то при пересечении этого поля потоком проводящего вещества возникает электрический ток. Электрический ток создает магнитное поле, которое при благоприятной геометрии течений может усилить начальное поле, а это усилит ток. Процесс усиления будет продолжаться до тех пор, пока растущие с увеличением тока потери на джоулево тепло не уравновесят приток энергии, поступающей за счет гидродинамических движений.

Таким образом, наличие магнитного поля в недрах планет свидетельствует о том, что они находятся частично в жидком состоянии. Заметим, однако, что обратное неверно: отсутствие магнитного поля не означает, что у планеты нет

жидкого ядра. По-видимому, для формирования сильного магнитного поля необходимы некоторые другие факторы, например приливное взаимодействие с другими телами (Солнце в случае Меркурия, Луна в случае Земли).

На больших расстояниях от Земли форма ее магнитного поля искажается под действием солнечного ветра. В магнитном поле Земли удерживается огромное количество заряженных частиц, которые образуют радиационные пояса (см. § 9.6).

Эволюция Земли. На рис. 9.3 приведена схема внутреннего строения Земли. Основные ее черты — это твердая кора, мантия (также в основном твердая) и жидкое ядро. Тяжелые элементы сосредоточены главным образом в ядре, легкие — во внешних оболочках. Имеются две гипотезы относительно происхождения этой стратификации. В одной из них предполагается, что Земля возникла вначале как однородное тело, которое потом расплавилось внутри и произошло перераспределение вещества в соответствии с его плотностью (гравитационная дифференциация; см. § 9.2). Во второй предполагается, что в протопланетном облаке (см. § 9.17) первыми сконденсировались тугоплавкие вещества, и из них сформировались ядра планет, состоящие из тяжелых элементов, а затем вокруг них образовались оболочки из более легкого вещества (гипотеза «неоднородной» аккреции). Земля, согласно второй гипотезе, сразу сформировалась как неоднородное тело.

Эволюция Земли на более поздней стадии может быть восстановлена по свидетельствам, основанным на изучении горных пород коры. На рис. 9.21 показаны спиральные «часы», демонстрирующие различные эпохи в истории Земли. Каждый

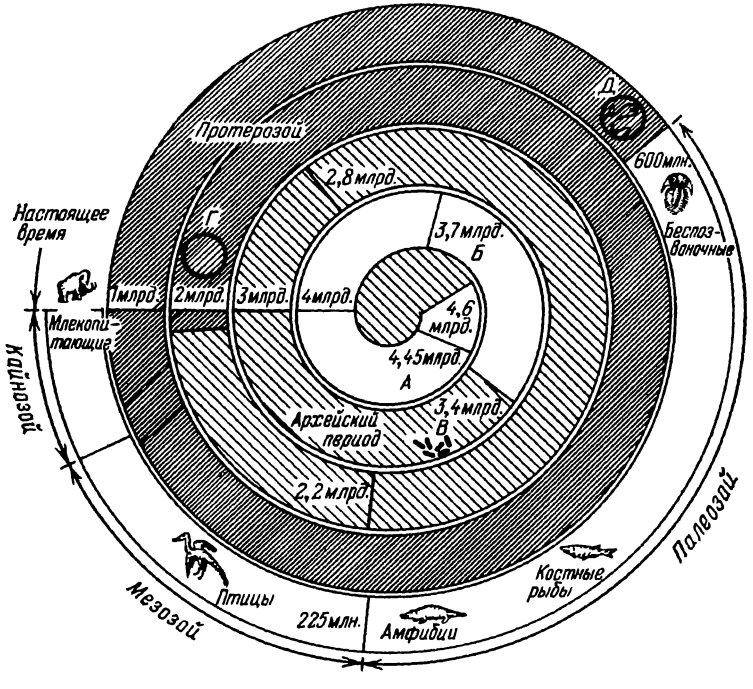


Рис. 9.21. Спиральные «часы», показывающие, как развертывалась эволюция Земли. Буквами обозначены эпохи появления: самых старых лунных пород (A), самых старых ископаемых клеток (B), наиболее старых из фотосинтезирующих растений ($Г$), докембрийских беспозвоночных ($Д$)

оборот часовой стрелки — это один миллиард лет. В истории Земли выделяется несколько этапов длительностью порядка миллиарда лет. Они называются *зонами*. Двигаясь по часовой стрелке от центра, мы встречаем первую важную дату: около 4,5 млрд лет назад — возраст самых древних лунных пород (на рисунке обозначено буквой *А*). На Земле таких древних пород не найдено, хотя нет сомнений, что Земля в это время уже существовала. Самые древние земные породы, найденные до сих пор, имеют возраст 3,7 млрд лет (*Б* на рисунке). Таким образом, первый миллиард лет — это белое пятно. Настоящая геологическая история начинается только с архейского эона — (3,4–2 млрд лет назад). Анализ архейских пород показывает, что характер тектонических явлений в то время был иным. Кора была тоньше и размеры плит намного меньше. Однако в архейскую эпоху действовали все современные процессы выветривания и, следовательно, существовали атмосфера и гидросфера. В архейский период уже имелась примитивная биосфера, представленная, вероятно, только одноклеточными механизмами, но уже действовал фотосинтез и началось обогащение атмосферы кислородом. К концу архейского эона, однако, его было примерно в 100 раз меньше, чем в современной атмосфере.

Следующий миллиард с лишним лет занимал протерозойский эон. К концу его появились многоклеточные организмы. Содержание кислорода в атмосфере достигло 0,1 современного уровня.

В середине последнего эона (фанерозойского) в южных полярных областях находился большой континент Гондвана. Это затрудняло перераспределение тепла океанскими течениями и привело к большому оледенению в южном полушарии. Гондвана раскололась, породив новые материки — Южную Америку, Антарктиду, Австралию, Африку. Частью ее был также нынешний полуостров Индостан. За распадом Гондваны последовало глобальное потепление. В эпоху Гондваны на суше распространилась растительность, а затем и животный мир. Содержание кислорода в атмосфере приблизилось к современному.

Около 100 миллионов лет назад климат на Земле был теплее, чем сейчас. Хозяевами планеты являлись пресмыкающиеся (крупнейшие представители — динозавры). Но затем на суше стали преобладать теплокровные животные, более приспособленные к колебаниям климата и более высоко организованные. Последние несколько десятков миллионов лет на Земле было множество повторяющихся оледенений различной мощности. Характерный интервал между ними — несколько десятков тысяч лет. Около миллиона лет назад появился человек — род Homo, а около 50 000 лет назад вид Homo Sapiens — человек разумный. Сейчас Земля переживает критический момент, когда деятельность человека уже способна повлиять на ее характеристики как планеты. Нельзя исключить такие непредвиденные изменения в атмосфере, гидросфере и биосфере, вызванные деятельностью человечества, которые поставят под сомнение возможность его дальнейшего существования. Поэтому проблема охраны окружающей среды приобрела первостепенную важность. И также важно поэтому изучение закономерностей, управляющих поведением атмосферы и климата планет.

§ 9.10. Луна

Луна — ближайшее к Земле естественное небесное тело. Ее радиус 1 738 км, среднее расстояние от Земли 384 400 км.

Масса Луны в 81,3 раза меньше массы Земли, а ускорение свободного падения на лунной поверхности 163 см/с^2, что примерно в шесть раз меньше земного. Параболическая скорость на лунной поверхности 2,38 км/с или в 4,6 раза

меньше, чем на Земле. Благодаря близости к Земле, малой силе тяжести и малой параболической скорости на поверхности посадка на Луну космического корабля (и взлет с ее поверхности) может быть осуществлена относительно просто. Поэтому Луна явилась первым естественным небесным телом, на которое высадились люди (20 июля 1969 г., американские астронавты Н. Армстронг и Э. Олдрин).

Отношение массы Луны к массе Земли (1/81,3) очень велико по сравнению с аналогичными величинами для спутников других планет. Следующее по порядку место (если не учитывать систему Плутон—Харон, см. § 9.13) занимает спутник Нептуна Тритон, но его масса уже в 700 раз меньше массы планеты. Поэтому есть основание считать систему Земля—Луна двойной планетой. Другой особенностью Луны является ее относительно малая средняя плотность — 3,3 г/см^3, которая в полтора раза меньше средней плотности Земли (5,5 г/см^3).

Период вращения нашего спутника вокруг оси равен периоду его обращения вокруг Земли, и только благодаря либрациям наблюдаемая с Земли доля лунной поверхности несколько превышает половину. Вращение такого типа называется *синхронным*.

Наиболее крупные детали лунной позерхности — «моря» и большие горные районы — видны даже невооруженным глазом. В любой телескоп, зрительную трубу или бинокль можно наблюдать своеобразные формы лунного рельефа. Первым наблюдал Луну в телескоп Галилей. Он и назвал большие темные области *морями*, и это название сохраняется по традиции, хотя известно, что лунные моря не содержат воды.

На рис. 9.22 приведена карта видимой стороны Лунны, пользуясь которой можно ознакомиться с основными особенностями лунного рельефа. Обширные светлые участки лунной поверхности, называемые *материками*, занимают около 70 % видимого с Земли диска. Это неровные, гористые районы. Остальные 30 % поверхности — моря, ровные гладкие области. Им были присвоены в XVII в. наименования: Море Спокойствия, Море Дождей, Море Ясности, Океан Бурь и т. д.

Материки пересечены *горными хребтами*. Они расположены главным образом вдоль «побережий» морей. Лунные горные хребты называются по именам земных горных цепей: Апеннины, Кавказ, Альпы, Алтай; высоты лунных образований могут быть определены с очень хорошей точностью: тень от горки высотой в 10 м имеет различимые размеры вблизи терминатора. Наибольшая высота лунных гор достигает 5,6 км.

Одна из наиболее характерных форм лунного рельефа — *кратеры*. Лунный кратер состоит из кольцевого вала, внутри которого находится равнина (дно), а в центре равнины — иногда центральная горка, высота которой обычно меньше высоты вала. Самые крупные кратеры имеют диаметр до 100 км. Большие лунные кратеры названы именами ученых. Некоторые из них показаны на рис. 9.6 и 9.23. Количество мелких кратеров очень велико.

Около 40 % лунной поверхности оставались недоступными для исследования из-за синхронного вращения нашего спутника до тех пор, пока не был совершен облет Луны советской межпланетной станцией «Луна-3» (1959 г.). Она впервые сфотографировала обратную сторону Луны.

К числу наиболее выдающихся деталей обратной стороны Луны относятся Море Москвы, Море Мечты, кратеры Циолковский, Лобачевский, Ломоносов, Максвелл. Моря, расположенные на обратной стороне Луны, имеют гораздо меньшие размеры, чем на видимой с Земли. В 1965 и 1969 гг. советские межпланетные станции «Зонд-3» и «Зонд-7» повторили фотографирование обратной стороны Луны. Новые фотографии дают значительно больше деталей, чем прежние. Подтвердилось, что

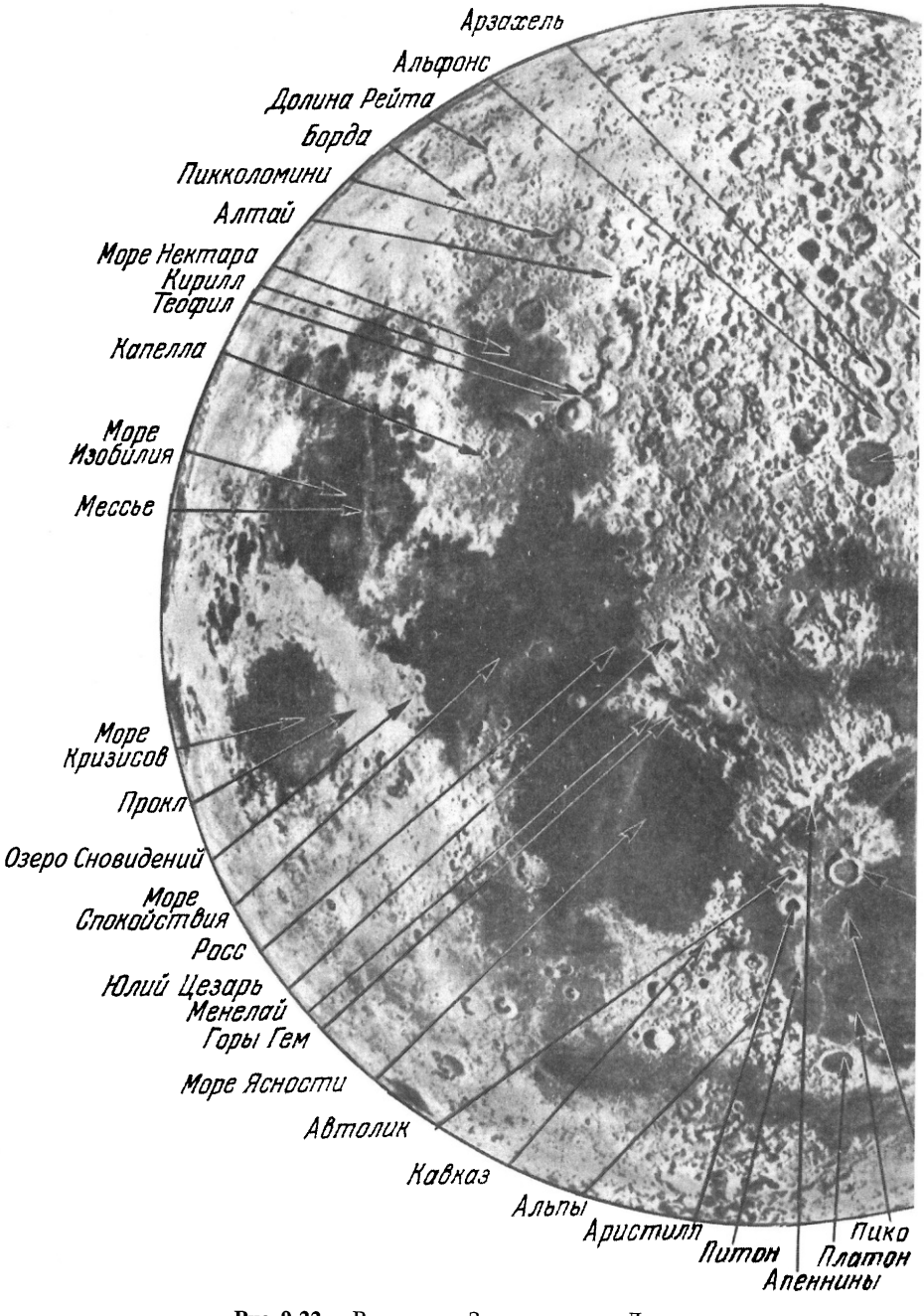


Рис. 9.22 *а.* Видимая с Земли сторона Луны

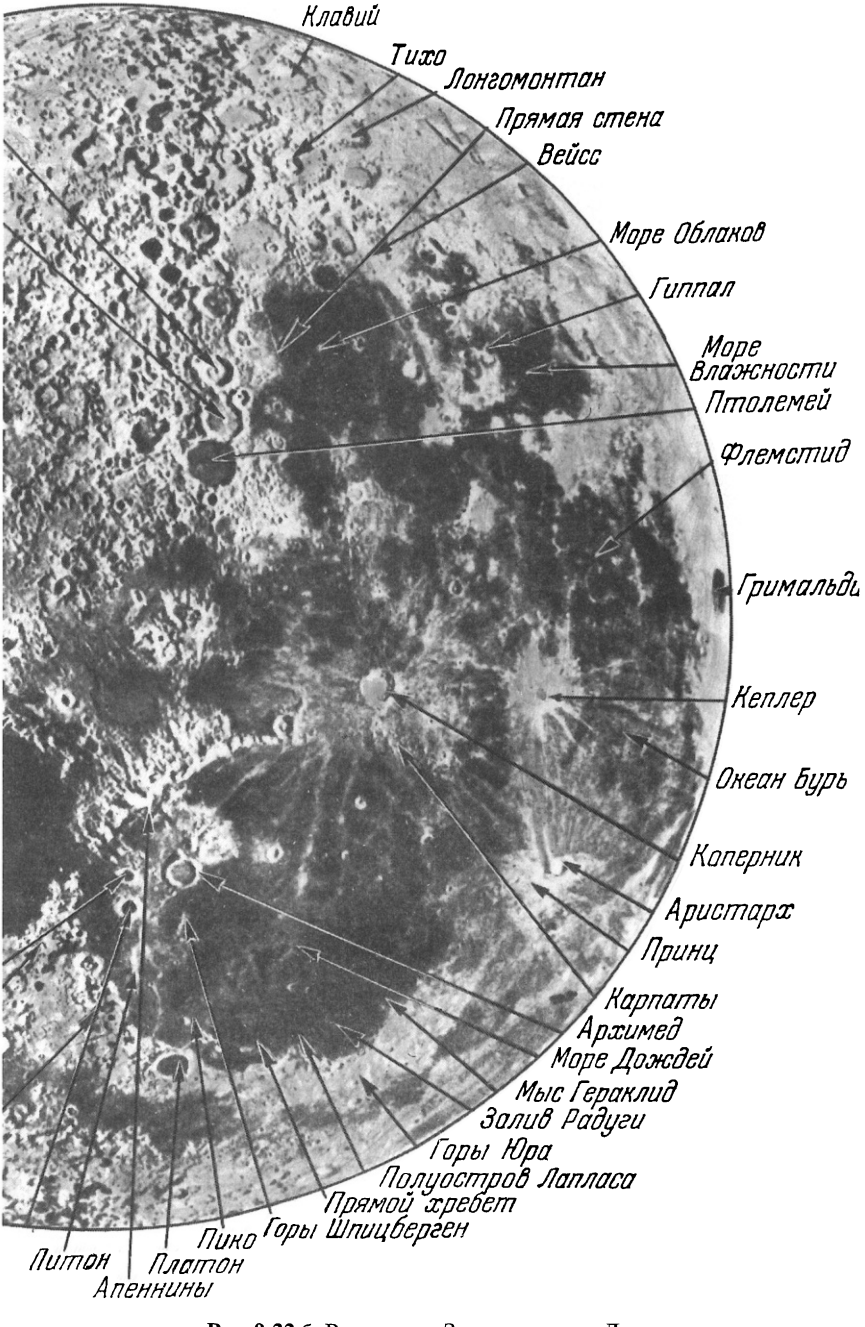


Рис. 9.22 *б*. Видимая с Земли сторона Луны

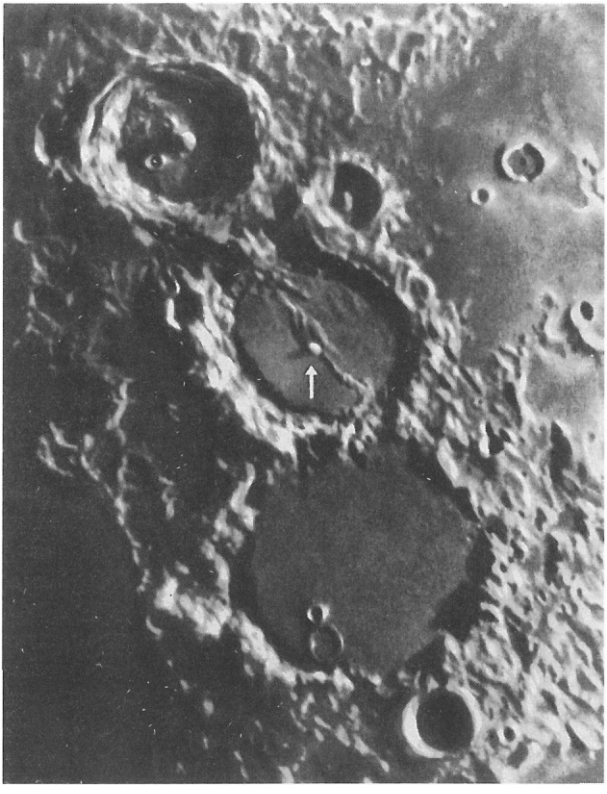


Рис. 9.23. Кратеры Птолемей (внизу), Альфонс (в центре) и Арзахель (вверху). Стрелкой отмечена центральная горка Альфонса, в районе которой был обнаружен выброс светящегося газа

обратная сторона Луны имеет определенные отличия от стороны, обращенной к Земле. Низменные районы на обратной стороне Луны представляют собой не темные, а светлые области — бассейны. На видимой с Земли стороне низменности залиты темной лавой; на обратной стороне этого не произошло, за исключением отдельных участков. Пояс морей продолжается на обратной стороне бассейнами. Несколько небольших темных областей (подобных обычным морям), найденных на обратной стороне, расположены в центре бассейнов.

В 1966 г. к Луне была запущена советская автоматическая межпланетная станция «Луна-9», которая совершила впервые в истории человечества мягкую посадку на лунную поверхность в Океане Бурь, к западу от кратеров Марий и Рейнер. 4 и 5 февраля станция передала на Землю изображение лунного ландшафта в области прилунения (рис. 9.24). Этот эксперимент положил начало систематическому исследованию лунной поверхности с помощью АМС, совершающих мягкую посадку.

В том же году был выведен на орбиту первый в мире искусственный спутник Луны «Луна-10». Запущенные вскоре американские спутники Луны «Лунар Орбитер» провели систематическое фотографирование лунной поверхности с разрешением около 20 м (наземные телескопы дают разрешение не лучше 1 км). Аппараты серии

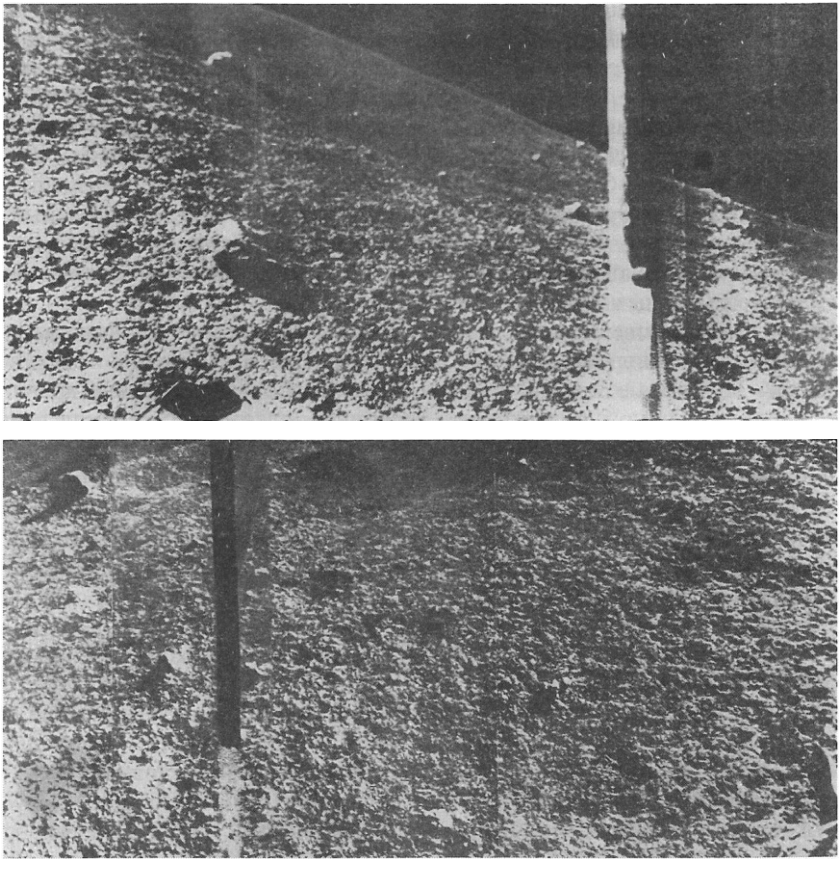


Рис. 9.24. Фотография лунного ландшафта, переданная станцией «Луна-9» после мягкой посадки

«Рейнджер», совершавшие жесткую посадку, фотографировали лунную поверхность при подлете с расстояний всего в несколько километров.

Глаз наблюдателя воспринимает Луну как яркий, слегка желтоватый диск. Это впечатление в некоторых отношениях обманчиво: отражательная способность Луны очень низка. Сферическое альбедо Луны в визуальной области спектра составляет всего лишь 0,06.

Отражательная способность светлых областей в два–три раза больше, чем темных. Самые яркие районы — скопления светлого вещества вблизи лучевых кратеров — отражают приблизительно 20 % падающего на них света. Поглощенное лунной поверхностью солнечное излучение нагревает ее и поглощенная энергия переизлучается в инфракрасной области (см. § 9.5). Измерения инфракрасного излучения Луны и ее радиоизлучения показали следующее:

1. В дневное время температура поверхности Луны составляет в полдень на экваторе около 390 К.

2. В ночное время температура поверхности очень низка, 100–120 К.

3. Теплопроводность лунного грунта очень мала; она близка к теплопроводности сухого песка в вакууме. Колебания температуры от дня к ночи полностью сглаживаются уже на глубине 10 см.

Итак, астрономические наблюдения указывали на пористый характер лунного поверхностного материала. Это подтвердили исследования, проводившиеся космическими аппаратами, совершившими мягкую посадку. Наиболее же детальные данные о лунном грунте были получены после доставки его образцов на Землю. Эта доставка была осуществлена экипажами американских космических кораблей «Аполлон» и советскими автоматическими станциями «Луна-16», «Луна-20» и «Луна-24». В земных лабораториях хранится около 400 кг лунного вещества.

Исследовавшиеся образцы лунного грунта похожи по составу на земные породы. Моря сложены из базальтов, континенты из анортозитов (силикатная порода, обогащенная окислами алюминия). Встречается особый тип пород, обогащенных калием и редкоземельными элементами.

Возраст лунных изверженных горных пород очень велик. Их кристаллизация происходила четыре миллиарда лет назад, наиболее древние образцы имеют возраст 4,5 млрд лет. Некоторые лунные породы кристаллизовались раньше древнейших земных. Характер лунной поверхности (наличие оплавленных частиц и обломков) свидетельствует о непрерывной метеоритной бомбардировке, но скорость разрушения ею поверхности невелика, около 10^{-7} см/год. Космические аппараты, оставшиеся на Луне, простоят миллионы лет.

В течение многих месяцев путешествовал по Луне советский «Луноход-1», доставленный станцией «Луна-17» в ноябре 1970 г. Передавалось большое количество панорамных снимков, изучался состав лунного грунта вдоль трассы, проводился ряд других исследований. Это была весьма совершенная передвижная лаборатория. В январе 1973 г. станцией «Луна-21» на Луну был доставлен «Луноход-2» с аналогичной программой. Применение исключительно автоматических средств отличало советскую программу исследования Луны от американской, ориентированной на полеты космонавтов. Автоматические станции имеют ряд преимуществ — они дешевле, легче обитаемых, позволяют проводить более длительные исследования.

Сейсмографы, доставленные на Луну, отметили много небольших «лунотрясений», в основном связанных, вероятно, с падениями метеоритов. Их данные не указывают на сколько-нибудь серьезную сейсмическую активность, но Луна, вероятно, не является геологически мертвой планетой. На Луне отмечались яркие вспышки, связанные, быть может, с извержениями вулканов, и был даже сфотографирован спектр газового облака, выброшенного в районе центральной горки кратера Альфонс (см. рис. 9.23).

Тем не менее у Луны почти наверное нет жидкого ядра. Об этом говорит отсутствие магнитного поля (у Земли оно поддерживается токами в жидком ядре). Еще в 1959 г. магнитометр, установленный на советской космической ракете, показал, что магнитное поле Луны не превышает одной десятитысячной доли земного. У Луны имеется, однако, кора толщиной около 60 км, мантия и, возможно, небольшое, твердое ядро (см. рис. 9.3).

Большинство кратеров имеет метеоритное происхождение, вулканических образований на Луне мало. В некоторых случаях играло роль одновременное действие обоих эффектов, так как падение крупного тела может нарушить прочность лунной коры и привести к образованию вулкана, к прорыву лавы, истечению газов и т. д. Таким образом, одни образования могут иметь чисто вулканическое происхождение, другие — чисто метеоритное, третьи — комбинированное.

Особая ценность изучения поверхностей Луны состоит в том, что оно дает сведения о процессах, происходящих в течение первых миллиардов лет жизни Солнечной системы. Однако следы того, что происходило в первые сотни миллионов лет все же не сохранились, и однозначного заключения о «сценарии» образования

Луны сделать пока невозможно. Скорее всего Луна сформировалась на околоземной орбите в результате процесса аккреции планетезимальных тел, так же как Земля и планеты земной группы. Аккреция была первым этапом истории Луны и планет земной группы. Лунная анортозитовая кора, по-видимому, является очень древней. Она сформировалась сразу после аккреции, и это был второй этап. Третьим этапом, вероятно, стала эпоха активного вулканизма, когда мантия Луны находилась в расплавленном состоянии и истечения лавы часто нарушали молодую кору. Возраст самых древних ударных кратеров на Луне составляет около четырех миллиардов лет. Предполагается, что тогда прошла последняя мощная волна падения планетезималей на Луну (и планеты), и это был четвертый этап ее ранней истории. При падении наиболее крупных тел образовались впадины морей. Затем последовал пятый период, когда происходили интенсивные излияния лавы. Этот период закончился около трех миллиардов лет назад и затем наступила последняя — самая длительная — эпоха покоя. Интенсивность бомбардировки сильно уменьшилась. Поэтому моря сохранили свою относительно гладкую поверхность до сегодняшнего дня.

§ 9.11. Марс

Марс, четвертая из планет земной группы, примерно вдвое меньше Земли по размерам (экваториальный радиус 3 394 км) и в девять раз меньше по массе. Ускорение свободного падения на поверхности планеты равно 376 см/с^2. Угловой диаметр Марса во время великих противостояний 25″, во время афелийных 14″. На поверхности Марса наблюдаются устойчивые детали, что позволило определить период его вращения с очень большой точностью: $24^h37^m22{,}6^s$. Экватор планеты наклонен к плоскости ее орбиты на 24°56′, почти так же как и у Земли. Поэтому на Марсе наблюдается смена времен года, очень похожая на земную, с той лишь разницей, что лето в южном полушарии Марса жарче и короче, чем в северном, так как оно наступает вблизи прохождения планетой своего перигелия. Марсианский год длится 687 земных суток.

Поверхность. При наблюдении в телескоп на поверхности Марса наблюдается множество деталей (рис. 9.25). Их можно классифицировать следующим образом:

1. Яркие области, или *материки*, занимающие 2/3 диска. Они представляют собой однородные светлые поля оранжево-красноватого цвета.

2. *Полярные шапки* — белые пятна, образующиеся вокруг полюсов осенью и исчезающие в начале лета. Это самые заметные детали. В середине зимы полярные шапки занимают поверхность до 50° по широте. Летом северная полярная шапка исчезает целиком, от южной сохраняется небольшой остаток. Сквозь синие светофильтры полярные шапки выделяются очень контрастно.

3. *Темные области* (или *моря*), занимающие 1/3 диска. Они видны на фоне светлых областей в виде пятен, различных по величине и форме.

Темные области наряду с полярными шапками участвуют в цикле периодических сезонных изменений. Зимой темные области имеют наименьший контраст. Предполагается, что это происходит вследствие перемещения пыли на поверхности под действием ветра.

Качественно новый уровень представлений о характеристиках поверхности Марса был достигнут в результате исследований, проведенных на космических аппаратах. Тысячи изображений разного масштаба было получено с американских



Рис. 9.25. Марс — вид со стороны долины Маринеров, огромного (около 5 000 км длиной) тектонического разлома; слева видны гигантские вулканические конусы на плато Фарсида. Реконструкция по изображениям, переданным с орбитальных космических аппаратов (искусственных спутников Марса)

орбитальных аппаратов «Маринер-9», «Викинг-1 и 2», «Марс—Глобал—Сервейор», сотни с борта советского «Марс-5». Три американских аппарата совершили успешную посадку на поверхность Марса — «Викинг-1 и 2» (1976 г) и «Марс—Пасфайндер» (1997 г.). Небольшой движущийся аппарат («марсоход») отделился от последнего, и с его помощью проводились исследования структуры и состава отдельных камней, участков реголита и т. п.

Эти исследования показали, что на поверхности Марса действовали все геологические процессы, которые известны на Земле — ударные, тектонические, вулканические, различного рода эрозионные (см. § 9.3), однако их следы представлены в иных пропорциях.

Марс после того, как он образовался, подобно другим планетам земной группы, подвергался интенсивной бомбардировке астероидами и кометами. Бассейны и кратеры — следы этой бомбардировки хорошо сохранились на Марсе в южном полушарии, но, в основном, стерты в северном. Северное полушарие имеет и другое отличие — поверхность там на несколько километров ниже. Это систематическое различие между двумя частями планеты — «дихотомия» — пока не нашло окончательного объяснения. Согласно одной из гипотез она образовалась при столкновении с астероидом (относительно поздним), согласно другой — в результате внутренних процессов, как при формировании континентов на Земле. В целом, однако, роль тектонических явлений на Марсе значительно меньше, по-видимому, из-за меньших размеров планеты. Механизм тектоники плит, рождающий на Земле

молодую кору в срединных хребтах на дне океанов, на Марсе не работает; единственным исключением может быть долина Маринера (рис. 9.25, 9.27). На Марсе нет горных хребтов.

На Марсе имеются множество гор вулканического происхождения, среди них очень высокие — до 25–28 км (см. рис. 9.5, 9.25) и «молодые», их абсолютный возраст не более 100 млн лет. Меньшая сила тяжести позволяет вулканическим горам на Марсе вырасти до больших размеров, чем на Земле, а малая подвижность коры благоприятствует их сохранению.

Имеется множество следов разнообразных эрозионных процессов — области с хаотическим рельефом (беспорядочно расположенные холмы и провалы), разного рода долины, прорытые лавой, ледниками или потоками жидкой воды, золовые отложения, дюны и т. д. Особый интерес представляют долины, часть которых — это высохшие русла рек. Сейчас на поверхности Марса существование жидкой воды невозможно: она бы выкипала, так как атмосферное давление очень низкое. Высохшие русла рек указывают на то, что миллиарды лет назад планета Марс имела, по-видимому, более плотную атмосферу и жидкую воду. Различаются несколько типов таких «рек». Некоторые из них — мощные, но кратковременные «катастрофические потоки» — по расходу воды превосходили Амазонку. «Марс—Пасфайндер» был посажен на пересечении устьев двух таких русел (долин Арес и Тиу). По-видимому, это были скорее не реки, в обычном понимании этого слова, а гигантские селевые потоки, перемещавшие обломки породы разных размеров и льда. Возраст таких образований, вероятно, меньше миллиарда лет. Другой тип русел — извилистые, с разветвляющимися притоками. Они являются более древними (несколько млрд лет) и существовали дольше.

Марсианский грунт — это раздробленный материал (реголит), на поверхности много каменных блоков (см. рис. 9.26). По составу марсианские породы похожи на земные, однако в них больше окислов железа. Наиболее близкий земной аналог — анортозит, из которого состоит 60 % земной коры. Анализы состава грунта, проведенные в местах посадки (три значительно удаленные точки) показали примерно одинаковые результаты. По-видимому перенос реголита ветром выравнивает состав поверхностного слоя. Необходимо в дальнейшем проводить забор для анализа с больших глубин. Ставится также задача доставки образца марсианского вещества на Землю при помощи специальной экспедиции космических автоматов. В земных лабораториях возможности его анализа — химического, изотопного, минералогического — будут несравненно шире. Заметим, что есть около дюжины метеоритов (группа SNC), которые, с большой вероятностью, прилетели с Марса, покинув его в результате ударных процессов. Догадка об их марсианском происхождении опирается на специфический состав газовых микровключений: изотопные соотношения благородных газов в точности соответствуют марсианским! Тем не менее задача доставки образцов марсианского вещества остается актуальной; нужны образцы не просто с Марса, но из точно известных его областей. Тогда можно будет радиоизотопными методами установить их абсолютные возрасты и перевести относительную шкалу времени геологической истории Марса в абсолютную.

На основании измерений магнитного поля, проведенных советскими орбитальными аппаратами «Марс-2, 3, 5», было сделано предположение, что планета имеет собственное магнитное поле, хотя и очень слабое. Недавно было установлено, что у Марса собственное магнитное поле определенно есть, но не дипольное: оно присутствует только в некоторых районах.



а



б

Рис. 9.26. Примеры панорамных изображений поверхности Марса, переданные с борта посадочных аппаратов: *а* — «Викинг-1», 1976 г., первая успешная посадка космического автомата на планету Марс; *б* — «Марс—Пасфайндер», 1997 г.; слева — маленький марсоход «Соджорнер», первый движущийся аппарат на Марсе

Полярные шапки. В них можно выделить сезонную и постоянную части. Сезонная часть представляет собой конденсат (CO_2 с небольшой примесью H_2O), который выпадает осенью, а весной сублимирует и «перекачивается» в противоположное полушарие. Но, кроме того, имеется постоянная часть полярной шапки, состоящая из льда H_2O. Для полярных областей Марса типичны слоистые отложения, которые состоят из большого числа ледяных слоев, разделенных промежутками из пылевого материала (рис. 9.28). Заметим, что количество CO_2 в полярных шапках сравнимо с количеством его в атмосфере.

Средняя температура поверхности Марса около 200 K, суточные колебания очень большие. На экваторе днем температура достигает 290 K, а ночью падает до 170 K. Такой большой суточный перепад, до 120 K, получается из-за малой теплопроводности грунта (так же, как у Луны, см. § 9.10) и малой плотности атмосферы. Самая низкая температура бывает зимой на поверхности полярных шапок (около 145 K). Марсианский грунт, вероятно, содержит много вечной мерзлоты.

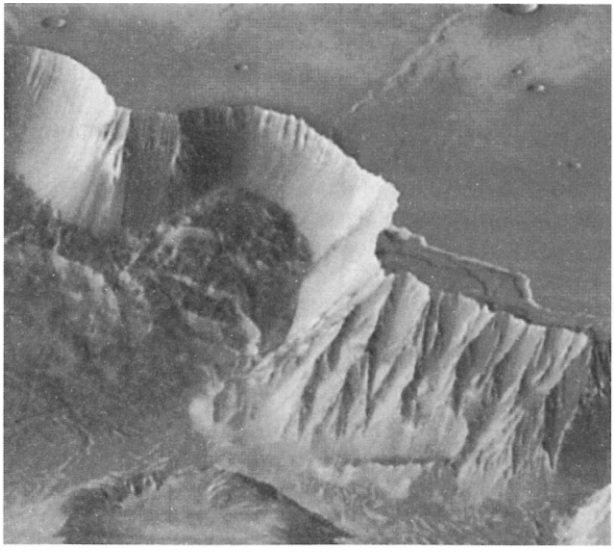


Рис. 9.27. Часть каньонной системы Marineris Valles на Марсе (мозаика изображений, полученных с ОА «Викинг-1», 1976 г.)

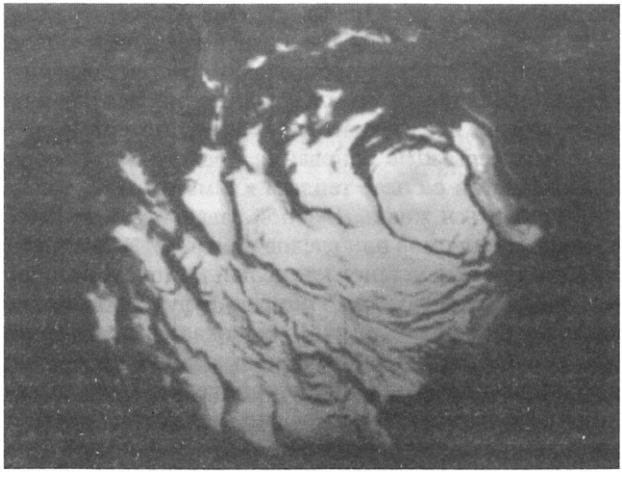


Рис. 9.28. Южная полярная шапка Марса — мозаика, построенная по изображениям, полученным на КА «Викинг-1, 2»

Атмосфера. Основными составляющими атмосферы Марса являются CO_2 и N_2. Имеются малые примеси H_2O, CO и др. (см. табл. 9.1). Абсолютное содержание нерадиогенных (первичных) изотопов инертных газов на два порядка меньше, чем на Земле (напомним, что в случае Венеры оно на два порядка больше). Если они захватывались из протопланетной туманности, то эффективность этого процесса должна резко уменьшаться при переходе от Венеры к Земле и затем к Марсу.

Атмосфера Марса очень сухая. Если охарактеризовать количество водяного пара толщиной слоя, который получился бы на поверхности при конденсации,

то это всего лишь 10–20 мкм. Аналогичная величина на Земле — около 1 см. Слой вечной мерзлоты, по-видимому, задерживает выделение H_2O из недр планеты.

Атмосферное давление у поверхности Марса составляет около 6 мб. Имеются заметные ($\sim$ 30 %) сезонные колебания давления, связанные с тем, что размеры сезонных полярных шапок, состоящих из конденсированной углекислоты, неодинаковы.

Скорость ветра в атмосфере Марса обычно невелика — всего несколько метров в секунду. Но иногда она достигает 40–50 м/с и тогда ветер может поднимать пылевые частицы с поверхности. При этом возникают пылевые облака, которые иногда закрывают всю планету. Пылевые бури и облака бывают и на Земле, но масштабы этих явлений невелики. Глобальные пылевые бури — это специфически марсианское явление. Они могут продолжаться несколько месяцев. Бывают на Марсе и конденсационные облака, состоящие из частиц льда H_2O или CO_2.

Верхняя атмосфера Марса сравнительная холодная ($T \approx 300$ K в термосфере; см. рис. 9.8). Причина — охлаждение излучением молекул CO_2, так же как и на Венере. Имеется ионосфера с главным максимумом на высоте около 150 км. Концентрация электоронов 10^5 см$^{-3}$ днем и 10^4 см$^{-3}$ — ночью, меньше, чем на Венере, что объясняется большим удалением от Солнца.

Проблема истории атмосферы и климата. Поиски биосферы. Следы водно-эрозионных процессов на Марсе, о которых говорилось выше позволяют предположить, что несколько миллиардов лет назад эта планета имела более мощную атмосферу и более теплый климат. Одно с другим связано — благодаря парниковому эффекту. По некоторым оценкам, запасы воды на Марсе должны соответствовать слою толщиной 500 м. Какова ее судьба — сохранилась ли в виде вечной мерзлоты или исчезла в результате химических процессов, предстоит выяснить в дальнейших исследованиях. Если она осталась на планете, то не исключено, что в истории марсианского климата были неоднократные периоды потепления.

Так или иначе есть серьезные основания предполагать, что по крайней мере «ранний» Марс был планетой с более теплым климатом и настоящей гидросферой. Но тогда там могла зародиться жизнь. Главной задачей посадочных аппаратов «Викинг» был поиск микроорганизмов или следов их жизнедеятельности в марсианском грунте, для ее решения там был установлен целый комплекс тонких экспериментов. Результат не был положительным. Но поиски будут продолжаться: ведь может оказаться, что искали не так и не там. Может оказаться, что биосфера на Марсе была, но исчезла. И надо искать признаки вымерших, а не живых микроорганизмов — микроскопические скопления органического вещества биологического происхождения, остатки клеток и т. п. — применять те же методы, что и для поиска древнейших земных микроорганизмов. Но это можно будет делать тогда, когда будут на Землю доставлены образцы марсианского вещества. Первая попытка такого исследования все же сделана: один из SNC-метеоритов показал целый ряд признаков палеобиологической активности. Однако окончательное заключение было осторожным: не исключено, что все найденные особенности структуры и состава имеют все же объяснения, не связанные с биологическими процессами.

Обнаружение биосферы на Марсе — даже вымершей — имело бы огромное научное и философское значение. Как возникает жизнь? Сколько времени нужно для ее зарождения? Еще один пример в дополнение к нашей собственной планете было бы крайне важно иметь для ответа на эти вопросы.

Марс имеет два спутника (Фобос и Деймос), которые были открыты американским астрономом Холлом в 1877 г. Они очень близки к планете и слабы ($+11{,}5^m$ и $+12{,}5^m$), наблюдать их поэтому трудно. Фобос (рис. 9.29) находится

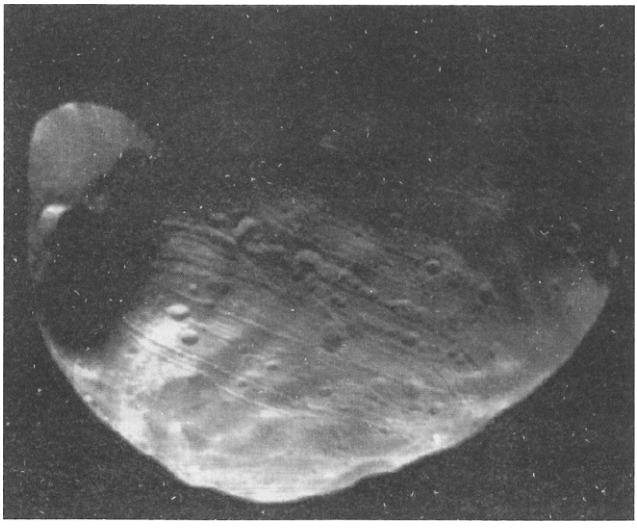


Рис. 9.29. Спутник Марса Фобос, сфотографированный с расстояния 1 400 км («Викинг-1», 1977 г.)

на расстоянии 2,77 радиуса планеты от ее центра, и его период обращения $7^h39^m14^s$, т. е. значительно меньше периода вращения Марса. В результате Фобос восходит на западе, несмотря на то, что направление обращения его прямое. Деймос обращается на среднем расстоянии в 6,96 радиуса планеты с периодом $30^h17^m5^s$. Поверхность спутников значительно сильнее испещрена кратерами, чем марсианская, из-за полного отсутствия атмосферной эрозии. Оба спутника имеют неправильную форму. Размеры Фобоса около 22–25 км в поперечнике, Деймоса — около 13 км.

§ 9.12. Планеты-гиганты

Две пары планет-гигантов, Юпитер и Сатурн, Уран и Нептун, довольно сильно различаются между собой. Юпитер и Сатурн больше по размерам и менее плотные.

Полеты космических аппаратов к планетам-гигантам очень трудны. Солнечной энергии на таких больших расстояниях уже недостаточно для питания их систем, приходится использовать радиоизотопные генераторы. Надежность всех систем и приборов должна быть исключительно высокой, так как полеты длятся многие годы. В 1972 г. к Юпитеру был запущен американский космический аппарат «Пионер-10», а в 1973 г. к Сатурну «Пионер-11». В 1977 г. к планетам-гигантам были запущены два американских космических аппарата — «Вояджер-1» и «Вояджер-2». Взаимное расположение Земли, Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна позволяло при запуске в это время совершить пролет вблизи всех четырех планет-гигантов, что и было сделано «Вояджером-2». Такая выгодная конфигурация планет повторится только в XXII в. «Вояджер-1» после пролета вблизи Юпитера и Сатурна ушел на траекторию, выводящую его за пределы Солнечной системы.

Юпитер. Это самая большая планета Солнечной системы. Его масса в 318 раз больше земной и составляет около 1/1 050 массы Солнца. Экваториальный радиус Юпитера равен 71 400 км (в 11,2 раза больше земного). Полярный радиус заметно

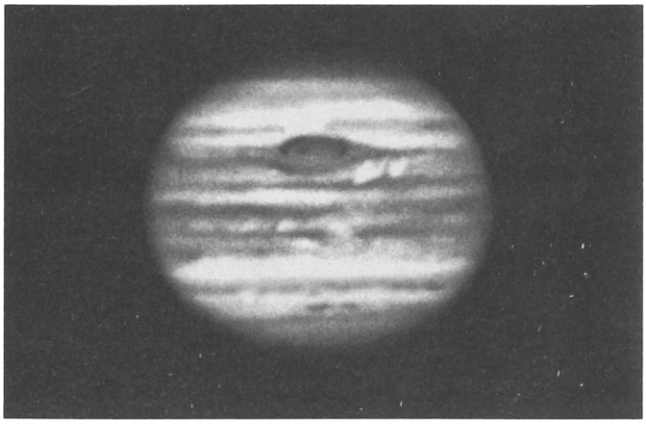


Рис. 9.30. Фотография Юпитера в синих лучах, полученная на телескопе обсерватории университета Нью-Мексико. Видны Красное пятно, а также полосы и зоны

меньше экваториального и равен 66 900 км, т. е. сжатие планеты велико ($\varepsilon = 1/16$). Гравитационное ускорение около 2 500 см/с^2. Средняя плотность 1,3 г/см^3.

Угловой диаметр Юпитера — около $40''$. На диске видно множество деталей (рис. 9.30), но среди них нет ни одной постоянной. Есть некоторое число деталей, которые наблюдаются в течение столетий, но их положение и вид изменяются. Несомненно, что видимая «поверхность» Юпитера представляет собой облачный покров. Наиболее заметны темные красноватые *полосы*, вытянутые параллельно экватору. Светлые промежутки между ними называются *зонами*. Зоны и полосы расчленяются на отдельные пятна различного вида и формы. В 1878 г. на широте 20° было обнаружено образование, названное позднее Большим Красным Пятном. Впоследствии оно уменьшало свою интенсивность, затем несколько увеличивало, но всегда оставалось более слабым, чем в момент открытия. Просмотр старых зарисовок показал, что его наблюдали еще в XVII в., не обращая на него особого внимания.

Период вращения, определенный по движению деталей, которые расположены на разных широтах, зависит от их широты, аналогично тому, как это имеет место на Солнце. Период вращения увеличивается с ростом широты.

В связи с различной скоростью вращения на разных широтах для указания положения тех или иных деталей на Юпитере применяются две системы долгот: система долгот *I*, с периодом вращения $9^h50^m30^s$ для экваториальных областей; система долгот *II*, с периодом $9^h55^m40^s$ для средних широт. Система долгот *II* соответствует средней скорости вращения Красного Пятна, однако истинная скорость вращения Красного пятна непостоянна, и оно испытывает в системе *II* вековые смещения нерегулярного характера.

Полосатая структура диска Юпитера является следствием преимущественно зонального (т. е. ориентированного вдоль параллелей) направления ветра в атмосфере Юпитера. Механизм, который приводит в действие общую циркуляцию на Юпитере, такой же, как на Земле (см. § 9.4): разность в количестве тепла, получаемого от Солнца на полюсах и экваторе, вызывает возникновение гидродинамических потоков, которые отклоняются в зональном направлении кориолисовой силой. При таком быстром вращении, как у Юпитера, линии тока практически параллельны экватору. Картина усложняется конвективными движениями, которые наиболее интенсивны на границах между гидродинамическими потоками, имеющими разную скорость. Конвективные движения выносят вверх окрашивающее вещество,

присутствием которого объясняется слегка красноватый цвет Юпитера. В области темных полос конвективные движения наиболее сильны, и это объясняет их более интенсивную окраску.

Так же, как и в земной атмосфере, на Юпитере могут формироваться циклоны. Оценки показывают, что крупные циклоны, если они образуются в атмосфере Юпитера, могут быть очень устойчивы (время жизни до 10^5 лет). Вероятно, Большое Красное Пятно является примером такого циклона. Изображения Юпитера, полученные при помощи аппаратуры, установленной на космических аппаратах, показали, что Большое Красное Пятно не является единственным образованием такого типа: найдено несколько устойчивых красных пятен меньшего размера.

Основные компоненты атмосферы — молекулярный водород H_2 и Не. Имеется множество малых составляющих (метан, аммиак и др., см. табл. 9.1). По-видимому, элементный состав атмосферы (и всей планеты в целом) не отличается существенно от солнечного.

Полное давление у верхней границы облачного слоя составляет около 0,5 атм. Облачный слой имеет сложную структуру. Верхний ярус состоит из кристалликов аммиака NH_3, ниже должны быть расположены облака из кристаллов льда и капелек воды.

Вертикальная структура атмосферы показана на рис. 9.8. На уровне 0,15 атм имеется глубокий минимум, выше температура растет. Профиль температуры выше уровня 10^{-3} атм известен плохо.

С борта АМС «Вояджер-1» и 2 на ночной стороне Юпитера наблюдались светящиеся области. Некоторые из них интерпретируются как районы с грозовой активностью, другие как полярные сияния.

Измеренная эффективная температура T_{ef} равна 130 К. Сферическое альбедо Юпитера $A_{\text{сф}} = 0{,}50$. Если подставить эти значения в формулу (9.5), то окажется, что для их согласования надо принять величину

$$\varepsilon \approx \frac{1}{4}(1 - A_{\text{сф}})E_0,$$

т. е. поток внутреннего тепла на единицу площади примерно равен потоку, получаемому от Солнца. В этом отношении (большой поток внутреннего тепла) Юпитер ближе к звездам, чем к планетам земной группы. Однако источником внутренней энергии Юпитера не являются, конечно, ядерные реакции. По-видимому, излучается запас энергии, накопленной при гравитационном сжатии планеты. В процессе формирования планеты из протопланетной туманности гравитационная энергия пыли и газа, образующих планету, должна была переходить в кинетическую и затем в тепловую энергию.

Наличие большого потока внутреннего тепла означает, что температура довольно быстро растет с глубиной. Согласно наиболее вероятным теоретическим моделям она достигает 400 К на глубине 100 км ниже уровня верхней границы облаков, а на глубине 500 км — около 1 200 К. На рис. 9.4 представлена схема внутреннего строения планеты. Водородно-гелиевая атмосфера на глубине около 1 000 км плавно переходит в более плотную газожидкую оболочку (оба газа находятся в сверхкритическом состоянии), а еще глубже расположена зона металлического водорода.

Токи в жидких недрах Юпитера генерируют мощное магнитное поле — около 10 Э вблизи видимой поверхности планеты. На рис. 9.31 дана схема магнитосферы Юпитера, построенная по данным американской АМС «Вояджер-1». Ее размеры в несколько сотен раз превышают размеры самой планеты. Электроны и протоны высоких энергий, захваченные в магнитном поле Юпитера, образуют радиационные пояса, похожие на земные, но сильно превышающие их по размеру. За много лет

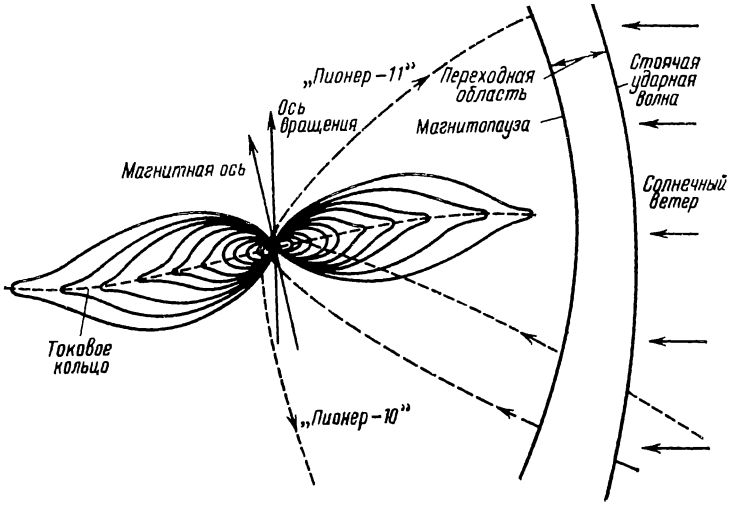


Рис. 9.31. Схема магнитосферы Юпитера. Расстояние от Юпитера до магнитопаузы составляет 50–100 радиусов планеты

до полетов космических аппаратов к Юпитеру эти пояса были обнаружены по их радиоизлучению. Энергичные электроны в магнитном поле теряют энергию в форме излучения. Оно называется *магнито-тормозным* и, в частном случае релятивистских энергий, — синхротронным. Это тот же механизм, который действует во многих других космических источниках радиоизлучения, в том числе и в Крабовидной туманности. Синхротронное радиоизлучение радиационных поясов Юпитера наблюдалось на длинах волн от 3 до 70 см. При помощи радиоинтерферометров было получено изображение на этих длинах волн; оно демонстрирует весьма характерную для радиационных поясов конфигурацию «бублика» (рис. 9.32).

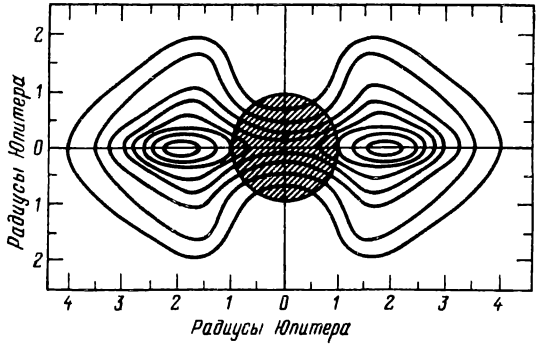


Рис. 9.32. Радиоизображение Юпитера на длине волны 10,4 см

Юпитер является одним из самых сильных космических источников радиоизлучения в декаметровом диапазоне ($\lambda > 10$ м). Оно имеет спорадический характер, т. е. состоит из отдельных всплесков разной интенсивности. В появлении кратковременных радиовсплесков наблюдается определенная периодичность. Период вращения, вычисленный из наблюдений спорадического радиоизлучения, равен $9^{h}55^{m}29{,}4^{s}$. Он близок к периоду системы *II*, но отличается от него вполне заметно.

Спорадическое радиоизлучение Юпитера не наблюдается на частотах выше 35 МГц ($\lambda = 9$ м), а на частоте 27 МГц интенсивность уже велика.

Природа спорадического радиоизлучения Юпитера остается пока не раскрытой. Высказывалось предположение, что источником его могут служить мощные грозовые разряды, однако спектр радиоизлучения земных грозовых разрядов не обрывается резко со стороны высоких частот. В качестве другого механизма генерации предлагаются плазменные колебания в ионосфере Юпитера (аналогично спорадическому радиоизлучению Солнца), но как они возбуждаются и почему источники локализованы на определенных долготах — не ясно.

Юпитер имеет 18 спутников и тонкое кольцо (см. § 9.13 и табл. 3 Приложений).

В 1995 г. был выведен на орбиту «Галилео» — искусственный спутник Юпитера и, кроме того, в атмосферу его вошел зонд, при помощи которого были проведены прямые измерения температуры, давления, химического состава, характеристик аэрозольной среды, освещенности.

Сатурн (рис. 9.33) расположен примерно вдвое дальше от Солнца, чем Юпитер, и обращается вокруг Солнца за 29,5 года. Экваториальный радиус Сатурна равен 60 330 км, масса в 95 раз больше земной, ускорение свободного падения на экваторе 1 100 см/с^2. Сатурн имеет заметное сжатие диска, равное 1/10, т. е. больше, чем у Юпитера. Средняя плотность Сатурна 0,7 г/см^3 — значительно меньше, чем плотность Юпитера.

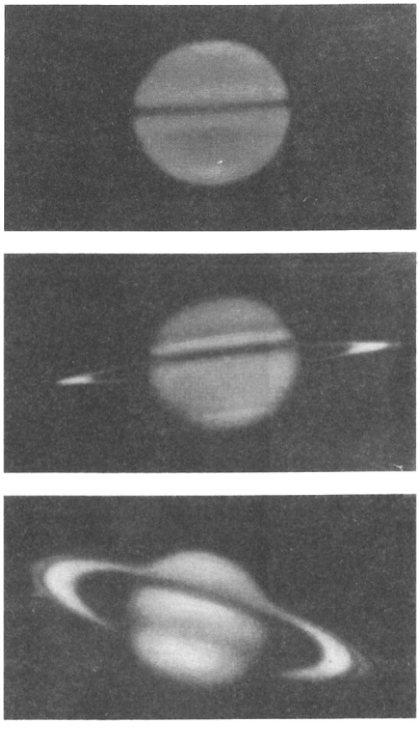


Рис. 9.33. Сатурн и его кольца

Период вращения на экваторе равен 10^h14^m и, как и у Юпитера, увеличивается с увеличением широты. На диске Сатурна тоже можно различить полосы, зоны и другие более тонкие образования, но контрастность деталей значительно меньше, чем у Юпитера, и в целом диск Сатурна деталями гораздо беднее.

Спектроскопические исследования обнаружили в атмосфере Сатурна водород H_2, метан CH_4, ацетилен C_2H_2, этан C_2H_6. Элементный состав, по-видимому, не отличается от солнечного, т. е. планета состоит на 99 % из водорода и гелия. По внутреннему строению Сатурн похож на Юпитер (см. рис. 9.4).

Эффективная температура Сатурна около 95 К. Так же, как и у Юпитера, около половины излучаемой энергии обусловлено потоком внутреннего тепла.

Сатурн имеет магнитное поле (около 0,5 Э у видимой границы облаков) и радиационные пояса. Он обладает очень красивой системой колец (см. рис. 9.40) и имеет 30 спутников (см. § 9.13 и табл. 3 Приложений).

Уран. Все планеты, рассмотренные нами ранее, видны на небе невооруженным глазом и принадлежат к числу наиболее ярких объектов. Уран виден только в телескоп (его звездная величина $5{,}8^m$) и выглядит маленьким зеленоватым диском диаметром около $4''$. Большая полуось орбиты планеты равна около 19,2 а. е., а период обращения вокруг Солнца 84 года. Масса Урана в 14,6 раза больше

земной, радиус 26 220 км. Уран обладает заметным сжатием (1/17). Средняя плотность Урана 1,55 г/см^3 — больше, чем Юпитера и Сатурна. По-видимому, в его недрах больше тяжелых элементов (см. § 9.2).

Детали на диске Урана уверенным образом не различаются, но наблюдаются периодические колебания блеска. По этим колебаниям и по эффекту Доплера был определен период вращения вокруг оси 17,24^h. Наклонение плоскости экватора к плоскости эклиптики очень большое — 98°, так что направление вращения обратное.

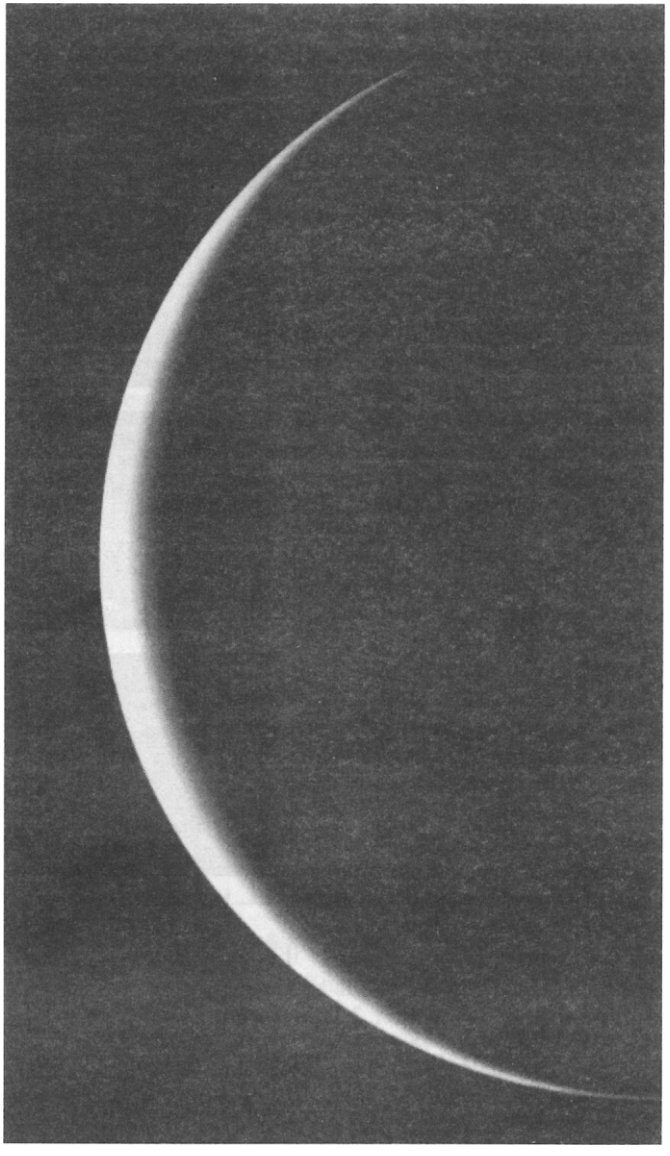


Рис. 9.34. Уран с расстояния около 1 млн км

Спектроскопически в атмосфере Урана обнаружены водород H_2 (основная составляющая, вероятно, наряду с гелием), метан CH_2, и ацетилен C_2H_2. Метан имеет полосы поглощения в красной области спектра и его значительно больше над верхней границей облаков, чем на Юпитере и Сатурне. Это объясняет зеленоватую окраску планеты. Облака Урана состоят, по-видимому, из частиц замерзшего метана, температура вблизи их верхней границы около 55 К, газовое давление несколько атмосфер. В 1986 г. космический аппарат «Вояджер-2» пролетел на расстоянии около 120 000 км от Урана. Были переданы на Землю изображения самой планеты (рис. 9.34), ее колец и спутников (см. § 9.13), исследовалась атмосфера планеты (дистанционно) и ее магнитное поле. Напряженность магнитного поля у видимой границы облаков около 0,25 Э. Удивительной является геометрия магнитного поля Урана: эквивалентный диполь удален на расстояние 6 000 км от центра планеты и наклонен на 60° к оси вращения.

Уран имеет 21 спутник и систему колец.

Нептун. Эта планета тоже видна только в телескоп (ее звездная величина $7{,}6^m$). Угловой диаметр Нептуна около $2{,}4''$, линейный радиус равен 24 760 км, масса — 17,2 массы Земли. Большая полуось орбиты планеты равна около 30,1 а. е., а период обращения вокруг Солнца почти 165 лет. Период вращения был определен спектроскопически и составляет 16,11 час. Направление вращения прямое. По характеристикам атмосферы и внутреннего строения Нептун очень похож на Уран.

У Нептуна известны восемь спутников. Один из спутников Нептуна, Тритон, принадлежит к числу крупнейших в Солнечной системе (его радиус равен 1 353 км) и движется вокруг планеты в обратном направлении. Нептун имеет систему колец. В 1989 г. около Нептуна пролетел космический аппарат «Вояджер-2» на расстоянии 4 200 км. Средняя плотность Нептуна 1,7 г/см^3.

§ 9.13. Система Плутон—Харон. Спутники планет-гигантов. Кольца

Плутон и Харон. Плутон обращается вокруг Солнца на среднем расстоянии 39,4 а. е. по орбите с большим эксцентриситетом ($e = 0{,}249$). Из-за большого эксцентриситета он оказывается иногда ближе к Солнцу, чем Нептун. Наклонение орбиты ($i = 17°$) тоже очень большое, и Плутон выходит за пределы пояса зодиакальных созвездий. Масса Плутона около 0,002 массы Земли, радиус 1 145 км. Это самая маленькая планета Солнечной системы. Средняя плотность Плутона близка к 2 г/см^3. Звездная величина самого Плутона 15^m, его спутник Харон всего на 2^m слабее. Правильнее, наверное, говорить о них, как о двойной планете. Харон примерно в 2 раза меньше Плутона по размерам и в 15 раз по массе. Период обращения Харона $6{,}4^d$, радиус орбиты 19 640 км, наклонение орбиты около 97°.

Средняя температура поверхности Плутона 37 К. Инфракрасные спектры Плутона показывают, что его поверхность покрыта льдами — метановым и азотным, с примесью углеводородов. Он имеет разреженную атмосферу, метан и азот, по-видимому, являются ее основными составляющими.

Спутники планет-гигантов. Системы спутников, расположенные около планет-гигантов, во многом подобны самой Солнечной системе. Орбиты многих спутников почти совпадают с плоскостью экватора центральной планеты, что является сильным аргументом в пользу их совместного образования. Однако некоторые

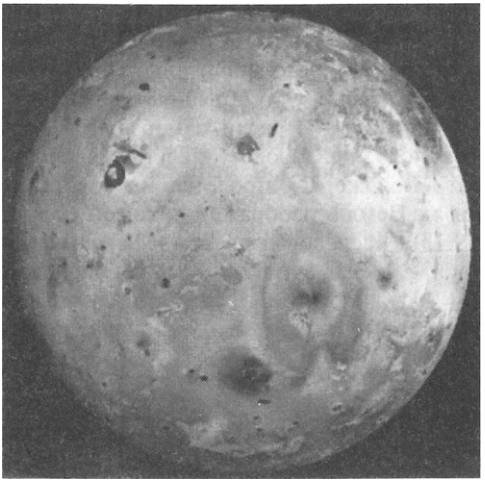


Рис. 9.35. Спутник Юпитера Ио («мозаика» — компьютерная реконструкция, по снимкам «Вояджера-1» и «Вояджера-2»

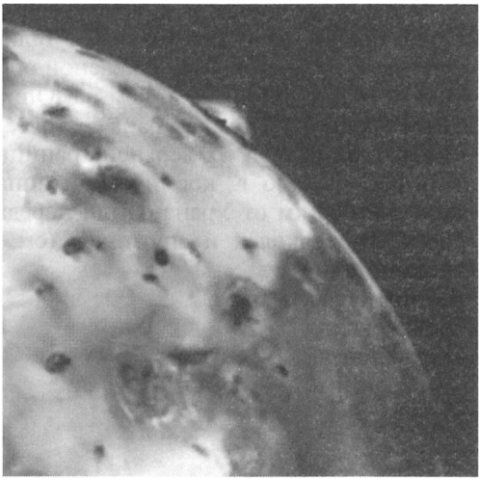


Рис. 9.36. Изображение вулкана Прометей на Ио

малые по размерам спутники имеют большие наклонения орбит и обратное направление обращения. Не исключено, что они являются бывшими астероидами, которые изменили свои орбиты и были захвачены планетами-гигантами.

Каждый из четырех галилеевых спутников Юпитера — это своеобразный, до недавнего времени совсем не известный мир. По размерам некоторые из них несколько больше Луны, другие несколько меньше. Поверхность Ио (рис. 9.35) необычного желтовато-красного цвета. Судя по спектру отражения она покрыта в значительной части серой. Вид поверхности свидетельствует о бурной активности недр. Во время пролета «Вояджера-1» и «Вояджера-2» через систему Юпитера на Ио были обнаружены действующие вулканы (рис. 9.36). Спутник имеет разреженную атмосферу, но состав ее детально не изучен. Одной из составляющих является двуокись серы SO_2. Средняя температура поверхности Ио около 150 K, но в некоторых районах она существенно выше. Были предложены две гипотезы о возможных источниках энергии, обеспечивающих вулканизм на Ио:

1) мощные приливы, обусловленные гравитационным полем Юпитера;

2) электрические токи, возникающие при движении Ио в магнитном поле планеты.

Три других больших спутника Юпитера, по-видимому, имеют ледяную кору. Поверхность их покрыта множеством ударных кратеров. Отличительной особенностью Европы является причудливая сеть переплетающихся тонких деталей — возможно, это трещины в ледяной коре (рис. 9.37). На Европе и Ганимеде обнаружены разреженные кислородные атмосферы.

Среди спутников Сатурна особое место занимает Титан. Он обладает плотной атмосферой (около 1 атм у поверхности), состоящей в основном из азота. Обнаружены и малые составляющие, включая метан CH_4 и синильную кислоту HCN. Молекула HCN — вероятно, одна из важнейших участниц предбиологического синтеза, но жизнь на поверхности Титана невозможна, так как средняя температура ее около 92 K.

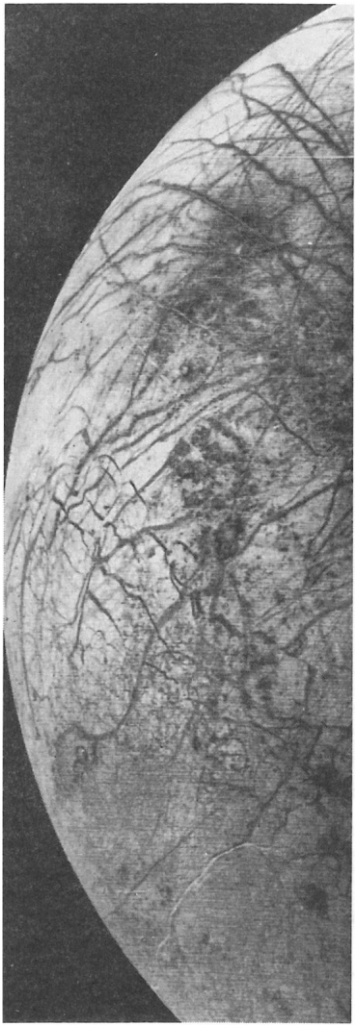


Рис. 9.37. Спутник Юпитера Европа («Вояджер-2», 1979 г.)

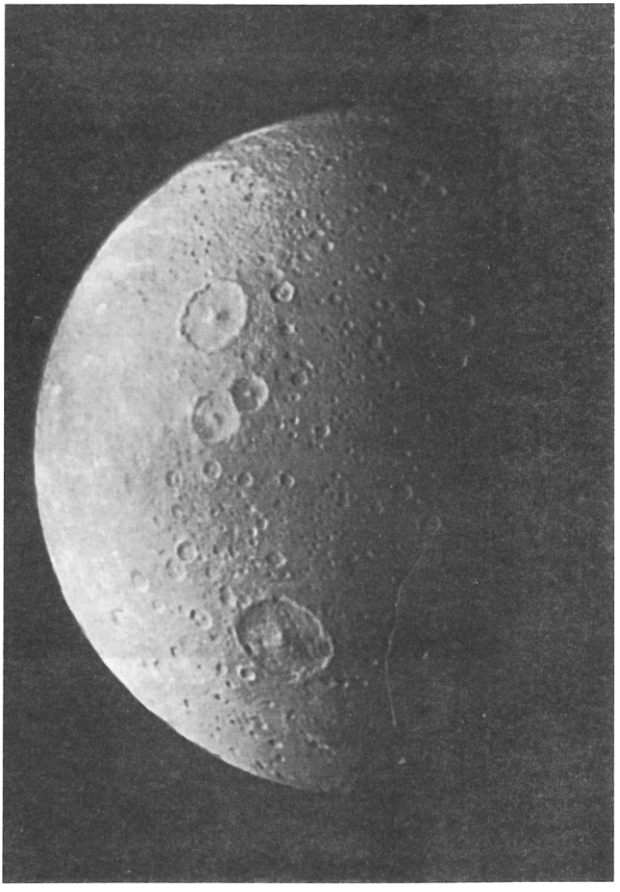


Рис. 9.38. Спутник Сатурна Диона («Вояджер-1», 1980 г.)

Ударные кратеры покрывают поверхность спутников Сатурна — Дионы (рис. 9.38), Реи, Тефии, Мимаса, Япета, изображения которых были получены во время пролетов «Вояджера-1» и «Вояджера-2» через систему Сатурна в 1980–1981 гг.

С 5 до 15 возросло число известных спутников Урана в результате пролета «Вояджера-2» вблизи этой планеты (1980), а позднее были открыты еще 6. Были получены также изображения поверхности пяти известных ранее спутников. На рис. 9.39 представлено изображение одного из них — Миранды.

В системе Нептуна крупнейший спутник — Тритон. Его орбита сильно наклонена к плоскости экватора планеты и он имеет обратное направление орбитального движения. По-видимому он образовался отдельно от Нептуна и был им захвачен. Когда «Вояджер-2» совершил пролет через систему Нептуна (1989 г.) были получены очень хорошие изображения Тритона, а спектроскопические исследования

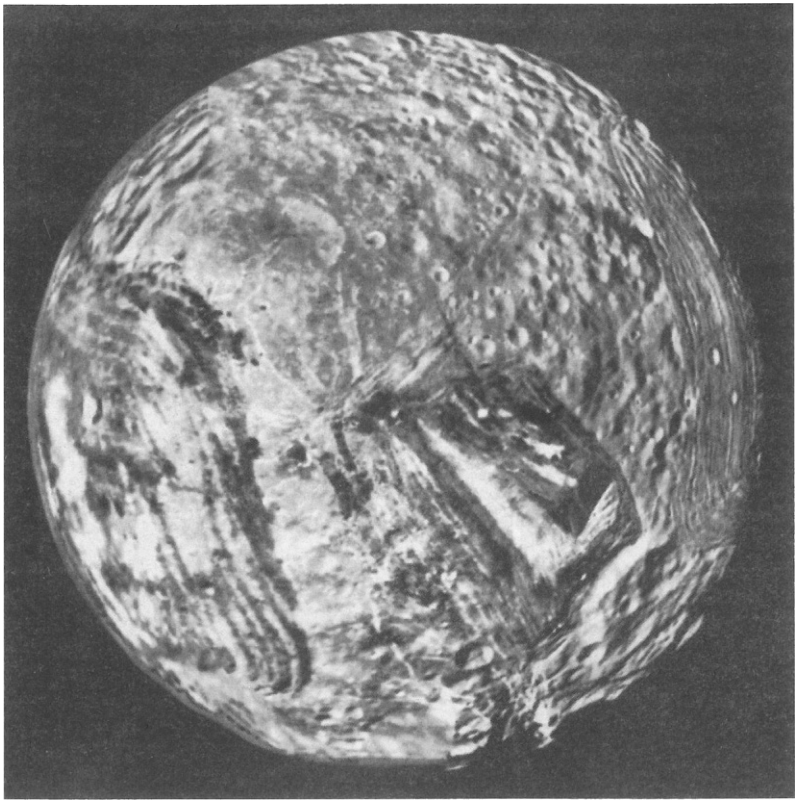


Рис. 9.39. Спутник Урана Миранда («Вояджер-2», 1980 г)

показали, что на нем есть разреженная атмосфера, состоящая из азота и метана. Метановый и азотный льды покрывают поверхность Тритона. Температура поверхности Тритона очень низкая (38 К), но ее строение указывает на внутреннюю активность. Это тектонические и даже вулканические явления в вязкой ледяной среде, механизм которых пока не изучен.

Кольца. *Кольца* Сатурна — один из самых красивых объектов, которые можно наблюдать в телескоп. Их впервые увидел Галилей в 1610 г., но установить действительную форму найденного им образования Галилею не удалось. Это сделал в 1655 г. Гюйгенс, который обнаружил, что оно представляет собой плоское кольцо, концентричное телу планеты, но не примыкающее к нему. Ныне известно, что «кольцо» представляет собой систему из многих сотен концентрических колец. При наблюдениях с Земли они сливаются и можно выделить лишь несколько градаций, обычно три: внешнее А, среднее В и внутреннее кольцо С. Внешнее кольцо А отделено от среднего кольца В резким темным промежутком, называемым *щелью Кассини*. Среднее кольцо является самым ярким. От внутреннего кольца С оно тоже отделено темным промежутком. Внутреннее кольцо С, темное и полупрозрачное, называется *креповым* кольцом. Край этого кольца Сатурна с внутренней стороны заметно размыт и сходит на нет постепенно. Фотографии, полученные «Вояджерами», показали многие удивительные детали, не нашедшие пока объяснения, например, радиальные лучи, переплетения, пучки (рис. 9.40 и 9.41). Кольца состоят

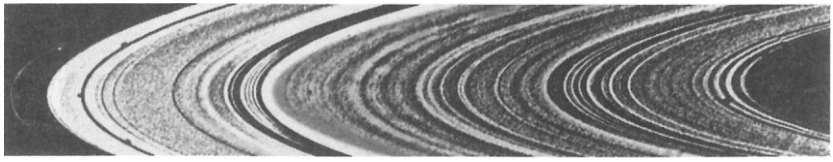


Рис. 9.40. Фотография колец Сатурна, полученная «Вояджером-1» в 1980 г.

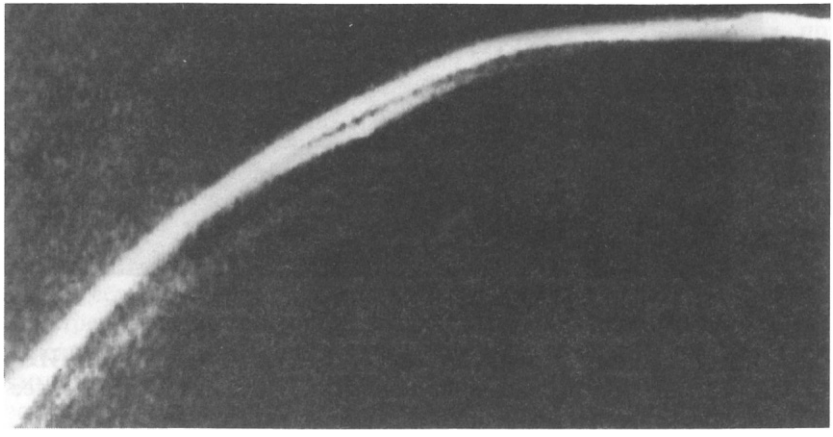


Рис. 9.41. Фрагмент системы колец Сатурна: тонкое внешнее кольцо F, не видимое с Земли и имеющее сложную структуру — узлы, переплетения («Вояджер»-1, 1980 г.)

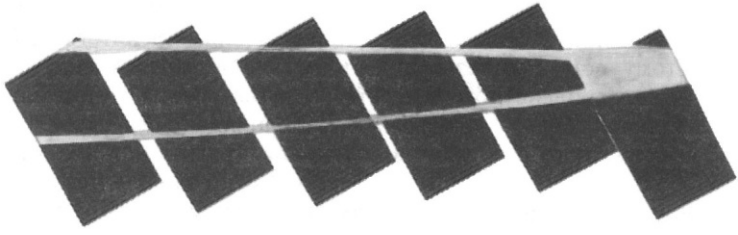


Рис. 9.42. Кольцо Юпитера («Вояджер-2», 1981 г.)

из огромного количества частиц, находящихся в орбитальном движении вокруг планеты. Спектр отражения колец в ближайшей инфракрасной области содержит полосы поглощения, характерные для льда H_2O. По-видимому, частицы колец состоят в основном из льда. При прохождении Земли через плоскость колец Сатурна удалось установить, что их толщина очень мала (несколько километров).

Юпитер и Уран тоже имеют кольца, но открыты они были только недавно. Они существенно менее развиты, и наблюдать их гораздо труднее. Кольцо Юпитера — узкое, похожее на кольцо F Сатурна. Оно расположено в плоскости экватора, его радиус около 1,7 радиуса планеты. Впервые кольцо Юпитера было обнаружено на снимках, переданных с борта «Вояджера-1» (рис. 9.42). Внутри кольца находится очень слабое «гало», заполняющее тороидальную зону между кольцом и облачным слоем планеты.

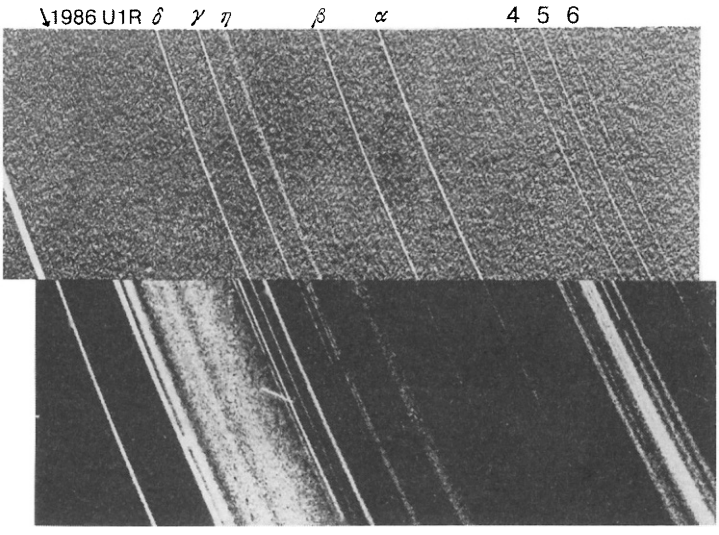


Рис. 9.43. Кольца Урана («Вояджер-2», 1986)

Уран имеет систему колец, но они тоже узкие (рис. 9.43). Их впервые обнаружили с Земли при наблюдениях покрытий звезд, но гораздо более полные данные были получены при пролете «Вояджера-2» вблизи Урана (1986 г.).

Наблюдения покрытий звезд Нептуном также дали определенные свидетельства о том, что у него есть система колец, но не очень уверенные, и наличие их было по настоящему установлено только при встрече «Вояджера-2» с Нептуном (1989 г.)

В эпоху формирования Солнечной системы (§ 9.17) вокруг планет-гигантов могли возникать уплощенные облака протопланетной материи, из которой потом образовались спутники. В зоне колец приливная сила препятствует образованию спутника, поэтому есть гипотезы, предполагающие, что кольца Сатурна являются остатками протопланетного вещества. Другая группа гипотез предполагает, что кольца являются более молодыми и заполняющие их частицы образуются в результате постепенного разрушения спутников. Гравитационное взаимодействие вещества колец со спутниками и столкновения с ними также играют существенную роль в эволюции колец. В одних случаях спутники мешают разрушению узкого кольца, находящегося рядом, в других, наоборот, удаляют вещество колец (либо «сгребая» его, либо нарушая устойчивость движения).

§ 9.14. Малые планеты

1 января 1801 г. итальянский астроном Пиацци случайно, во время астрометрических наблюдений, обнаружил звездообразный объект, прямое восхождение и склонение которого, по дальнейшим наблюдениям, заметно изменялись от ночи к ночи. Гаусс вычислил его орбиту, и оказалось, что он движется вокруг Солнца по эллипсу, большая полуось которого равна 2,77 а. е., наклонение $i = 10^\circ$ и эксцентриситет $e = 0{,}08$. Стало ясно, что открыта планета, имеющая очень малые размеры. Ее назвали Церерой. Вскоре были найдены еще три такие планеты — Паллада, Веста и Юнона. В течение XIX в. количество планет-малюток постепенно увеличивалось. Их стали называть *астероидами* или *малыми планетами*. С конца XIX в. для поисков малых планет начали применять фотографию. При длительных

экспозициях изображение астероида вследствие изменения α и δ получается в виде черточки, и его нетрудно отличить от звезд.

В настоящее время известны орбиты нескольких десятков тысяч астероидов. Самый яркий из них, Веста, представляет собой в противостоянии объект $6{,}5^m$, имеется несколько астероидов $7–9^m$, все остальные слабее.

Астероидам с хорошо определенной орбитой присвоены номера (в порядке открытия) и названия. Сначала использовались исключительно женские имена, заимствованные из мифологии и только некоторым астероидам с необычной орбитой были даны мужские имена, взятые также из мифологических источников. В дальнейшем стали использоваться обычные женские имена, а позднее — производные от фамилий известных ученых, названий стран и городов. В последнее время некоторые астероиды называют просто фамилиями ученых и космонавтов.

Диаметр самого большого астероида, Цереры, 900 км, за ним следует Паллада (500 км). Большинство астероидов с известными орбитами — это объекты диаметром в несколько десятков километров. Большая часть малых планет движется на средних расстояниях от Солнца между 2,2 и 3,6 а. е., т. е. между орбитами Марса и Юпитера. Эта зона называется главным *поясом астероидов*. Эксцентриситеты орбит большинства астероидов (97 %) меньше 0,3, а наклонения — меньше 16° (90 %). Но есть астероиды, орбиты которых выходят далеко за пределы главного пояса. Встречаются наклонения до 43° (Гидальго) и эксцентриситеты до 0,83 (Икар).

Среди астероидов главного пояса выделяют семейства тел с более или менее близкими орбитальными характеристиками. Возможно, члены одного семейства образовались в результате распада некоторого более крупного родительского тела. Известно около 80 астероидов, приближающихся к орбите Земли (Икар заходит даже внутрь орбиты Меркурия). Вне главного пояса, по орбитам, близким к орбите Юпитера, движутся «троянцы». Их известно около 50. Солнце, Юпитер и каждый из «троянцев» образуют в пространстве приблизительно разносторонний треугольник. Иными словами, «троянцы» располагаются в окрестностях четвертой и пятой точек либрации, и их движение приближенно соответствуют одному из частных случаев, для которых точно решена задача трех тел. Иногда «троянцев» делят на две группы: «собственно троянцы» (позади Юпитера) и «греки» (впереди). Самый далекий астероид — Хирон, он движется по орбите с большой полуосью 13,7 а. е.

Количество астероидальных тел в межпланетном пространстве, по-видимому, очень велико, и мы наблюдаем только самые крупные из них. Сталкиваясь между собой, такие тела дробятся и разрушаются, и в результате межпланетное пространство должно быть заполнено роем твердых обломков самых разнообразных размеров, от пылинок диаметром в доли микрометра до размеров астероидов. Сталкиваясь с Землей, они выпадают на ее поверхность в виде метеоритов (см. § 9.16). Таким образом идет процесс обратный дроблению — захват крупными телами более мелких.

В ряде чисел, выражающих средние расстояния планет от Солнца, имеется некоторая закономерность, подмеченная еще в XVIII в. (*правило Тициуса—Боде*):

$$a = 0{,}1 \cdot (3 \cdot 2^n + 4) \text{ а. е.}, \tag{9.10}$$

где $n = -\infty$ для Меркурия, 0 — для Венеры, 1 — для Земли и т. д., a — среднее расстояние от Солнца в астрономических единицах. Табл. 9.2 позволяет сравнить расстояния, вычисленные по формуле (9.10) с истинными.

Из табл. 9.2 видно, что средние расстояния планет вплоть до Урана удовлетворительно представляются формулой (9.10). Как раз в промежутке между Марсом

Таблица 9.2. Правило планетных расстояний

Планета	n	Вычисленное расстояние, а. е	Истинное расстояние, а. е.	Планета	n	Вычисленное расстояние, а. е.	Истинное расстояние, а е.
Меркурий	$-\infty$	0,4	0,39	Юпитер	4	5,2	5,20
Венера	0	0,7	0,72	Сатурн	5	10,0	9,54
Земля	1	1	1,00	Уран	6	19,6	19,19
Марс	2	1,6	1,52	Нептун	7	38,8	30,7
Астероиды	3	2,8	2,2–3,6 (среднее 2,9)	Плутон	8	77,2	39,5

и Юпитером, где должна была быть еще одна планета, находится пояс астероидов. По-видимому, в этой части Солнечной системы, которая разделяет планеты типа Земли и типа Юпитера, физические условия были таковы, что промежуточная планета не могла сформироваться или оказалась неустойчивой. Возможно, что на каком-то этапе эволюции Солнечной системы в поясе астероидов существовала одна или несколько крупных планет, но они были разрушены вследствие столкновений с другими телами или в результате действия какой-либо другой силы, например приливного действия Юпитера. Физическая сущность приливного механизма разрушения состоит в том, что сила притяжения постороннего тела действует по-разному на различные части системы частиц, связанных между собой гравитацией, стремится их разделить и заставить каждую частицу двигаться по независимой орбите. Если это разделяющее действие окажется сильнее, чем притяжение между частицами, то система частиц (а ею может быть и твердое тело больших размеров, такое как планета) разрушится.

О химическом составе астероидальных тел можно судить по спектрам их отражения. Эти спектры показывают, что вещество астероидов близко по составу к метеоритам того или иного типа. Например, есть астероиды спектр отражения которых такой же, как у обычных хондритов, другие похожи по спектру на углистые хондриты, третьи на железо-каменные метеориты и т. д. (см. § 9.16).

Три астероида — Гаспра, Ида и Матильда — исследованы при помощи космических аппаратов. «Галилео» на пути к Юпитеру прошел близко к Гаспре и Иде, а около Матильды пролетел «NEAR», первый космический аппарат специально предназначенный для полета к астероидам. Все три тела, как это и ожидалось, имеют неправильную форму и покрыты кратерами. Неожиданное было обнаружено на фотографии Иды — оказалось, что у этого астероида есть спутник (рис. 9.44). Размер самой Иды около 50 км, а спутника (ему дали имя Дактиль) всего около 1,5 км.

Малые тела за орбитой Юпитера. Они были обнаружены недавно и делятся на две группы: *Кентавры* (внутри орбиты Нептуна) и транснептунные объекты ($a > 35$ а. е.). Вторая группа называется иногда поясом Койпера. Еще в 1951 г. Койпер, занимаясь проблемой происхождения комет, предсказал его существование. Диаметры Кентавров и объектов пояса Койпера (ОПК) находятся в пределах 100–400 км. Спектральные наблюдения удалось провести только для самых ярких Кентавров и ОПК. Они показвают полосы поглощения льда H_2O, а в некотрых случаях органических веществ в твердой фазе. Пояс Койпера является, возможно, остатком внешней части протопланетной туманности. По-видимому, правильна гипотеза о связи его с коротокопериодическими кометами.



Рис. 9.44. Астероид Ида и его спутник Дактиль — изображение, полученное при помощи ТВ-камеры на борту космического аппарата «Галилео» в 1993 г. Траекторию его полета к Юпитеру удалось построить так, что он прошел на близком расстоянии около двух астероидов, Ида была одним из них

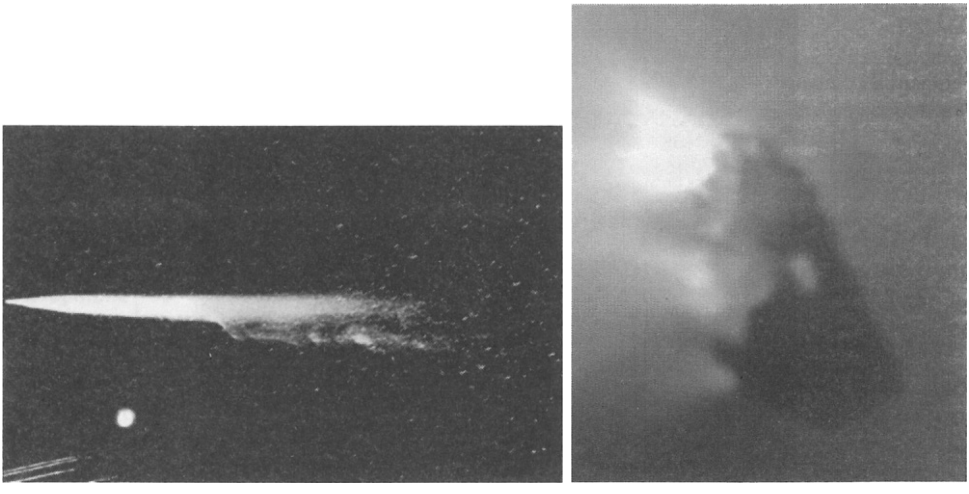
§ 9.15. Кометы. Пылевая материя в межпланетном пространстве. Метеоры

Кометы. Большие кометы с хвостами, далеко простиравшимися по небу, наблюдались с древнейших времен. Движение комет объяснил впервые Галлей (1705 г.), который нашел, что их орбиты являются очень вытянутыми. Галлей предположил, что одна из ярких комет, орбиты которых он изучал, является периодической, и вычислил, что в 1758 г. она должна появиться вновь. Предсказание блестяще подтвердилось, и эта комета (одна из самых ярких; рис. 9.45) была названа его именем. Последнее прохождение кометы Галлея через перигелий было в 1986 г. Ее активно наблюдали с Земли и, кроме того, к ней было отправлено пять космических аппаратов (советские «Вега-1» и «Вега-2», «Джотто» Европейского космического агентства и два японских — «Суисеи» и «Сакигаке»).

Выброс кометного газа и пыли происходит на освещенной стороне ядра, причем он очень неравномерно распределен по поверхности. Это свидетельствует о том, что ядро неоднородно по структуре. Выброс газа создает «реактивный эффект» в движении кометы, и по его величине можно оценить массу ядра. В случае кометы Галлея она составляет около $5 \cdot 10^{-11} M_{\oplus}$.

Известно около 660 комет, из них только 73 наблюдались в двух и более появлениях. Большинство кометных орбит — это вытянутые эллипсы или гиперболы, очень близкие к параболе. Кометы с эллиптической орбитой называются *периодическими* (если их период меньше 200 лет, то *короткопериодическими*, если больше, то *долгопериодическими*). «Молодые» кометы, наблюдаемые только один раз и имеющие почти параболические орбиты, приходят с расстояний $10^4 - 10^5$ а. е. Плоскости этих орбит не концентрируются к плоскости-эклиптики и распределены в пространстве случайным образом. Прямое направление движения встречается так же часто, как и обратное.

Периодические кометы имеют совсем иные характеристики. Около 80 % орбит наклонено меньше, чем на 45° к плоскости эклиптики. Только комета Галлея имеет



а *б*

Рис. 9.45. Комета Галлея: *а* – одна из фотографий, полученных во время ее появления в 1910 г.; снимок сделан на обсерватории Флагстафф, яркий объект ниже кометы — Венера, штрихи справа внизу — огни города Флагстафф; видны кома и хвост; *б* — пример изображения ядра кометы Галлея, полученного с борта космического аппарата «Джотто» с расстояния около 20 тыс. км ; Солнце слева, видны выбросы пыли на освещенной стороне ядра. Во внутренней коме потоки кометной пыли направлены в сторону Солнца, они отклоняются затем световым давлением и образуют хвост, ориентированный в противоположном направлении — см. (*а*)

орбиту с наклонением, большим 90°, и, следовательно, движется в обратном направлении. Остальные движутся в прямом направлении. Среди короткопериодических комет выделяется «семейство Юпитера» — большая группа комет, афелии которых удалены от Солнца на такое же расстояние, как орбита Юпитера. Предполагается, что семейство Юпитера образовалось в результате захвата планетой комет, которые двигались ранее по более вытянутым орбитам. В зависимости от взаимного расположения Юпитера и кометы эксцентриситет кометной орбиты может как возрастать, так и уменьшаться. В первом случае происходит увеличение периода или даже переход на гиперболическую орбиту и потеря кометы Солнечной системой, во втором — уменьшение периода.

Орбиты периодических комет подвержены очень заметным изменениям. Иногда комета проходит вблизи Земли несколько раз, а потом притяжением планет-гигантов отбрасывается на более удаленную орбиту и становится ненаблюдаемой. В других случаях, наоборот, комета, ранее никогда не наблюдавшаяся, становится видимой из-за того, что она прошла вблизи Юпитера или Сатурна и резко изменила орбиту. Кроме подобных резких изменений, известных лишь для ограниченного числа объектов, орбиты всех комет испытывают постепенные изменения.

Изменения орбит не являются единственной возможной причиной исчезновения комет. Достоверно установлено, что кометы быстро разрушаются. Яркость короткопериодических комет ослабевает со временем, а в некоторых случаях процесс разрушения наблюдался почти непосредственно. Классическим примером является комета Биэлы. Она была открыта в 1772 г. и наблюдалась в 1815, 1826 и 1832 гг. В 1845 г. размеры кометы оказались увеличенными, а в январе 1846 г. наблюдатели с удивлением увидели две очень близкие кометы вместо одной. Были вычислены

относительные движения обеих комет, и оказалось, что комета Биэлы разделилась на две около года до того, как это было обнаружено, но вначале компоненты проектировались одна на другую и разделение было замечено не сразу. Комета Биэлы наблюдалась еще один раз, причем один компонент был много слабее другого, и больше ее найти не удалось. Зато неоднократно наблюдался метеорный поток, орбита которого совпадала с орбитой кометы Биэлы.

Почти вся масса кометы сосредоточена в ядре. Структура его, вероятно, может быть различной — либо монолитное тело, подобное астероиду, либо «груда» слабо связанных тел. Размеры кометных ядер — от нескольких сотен метров до нескольких сотен километров. В отличие от малых планет кометные ядра содержат значительные количества летучих веществ. В основном это лед H_2O; но в виде малых примесей присутствуют замерзшие двуокись и окись углерода (CO_2 и CO), синильная кислота HCN, возможно аммиак NH_3 и формальдегид H_2CO. Льды в ядре перемешаны с тугоплавким веществом, содержащим силикаты, металлы и органические соединения. Ядра комет можно наблюдать с Земли только как звездообразные объекты, когда они находятся на больших расстояниях от Солнца. Одной из главных задач «Веги-1», «Веги-2» и «Джотто» было изучение кометного ядра вблизи, определение его основных характеристик — размеров, структуры, формы, альбедо. Было установлено, что ядро кометы Галлея представляет собой монолитное тело неправильной формы (рис. 9.45 *б*), размером $8 \times 8 \times 16$ км и с очень низким альбедо (0,04).

Когда ядро приближается к Солнцу на расстояние нескольких а. е., лед начинает испаряться. При этом испаряющийся газ увлекает пылинки. Первичные молекулы (продукты испарения льдов) и пыль покидают ядро, двигаясь вначале по радиальным траекториям. Они образуют *кому*, или *голову*. Под действием светового давления траектории молекул и пылинок отклоняются и уходят из области комы в сторону, противоположную Солнцу, образуя *хвост*. В коме преобладает свечение не первичных молекул, а продуктов их диссоциации — радикалов и атомов (например, CN вместо HCN; OH и H вместо H_2O). Это вторичные молекулы, радикалы («осколки» молекул) и атомы, которые образуются под действием ультрафиолетового излучения Солнца в результате диссоциации первичных молекул. Вторичные молекулы, радикалы и атомы затем превращаются в ионы. В коме спектроскопически наблюдаются как нейтральные, так и ионизованные молекулы, радикалы и атомы, в хвосте только ионы.

Химический состав газа и пыли в коме связан с составом ядра. Первичные молекулы в коме очень трудно наблюдать с Земли и до последнего «появления» кометы Галлея почти все выводы о них имели косвенный характер. На «Веге-1» и «Джотто» впервые было измерено относительное содержание CO_2 и H_2O в кометном газе — примерно 0,03. Было установлено также присутствие сложных органических молекул (углеводородов) как в газовой фазе, так и в пылевых частицах.

Яркость комы в визуальном диапазоне определяется главным образом излучением молекулы C_2 и рассеянием на пыли. Типичный диаметр области свечения около 10^5 км. В линии L_α размеры комы намного больше — до 10^7 км. Механизм свечения в L_α — резонансное рассеяние солнечного излучения, так же как в водородных коронах планет (см. § 9.4). Водородные атомы образуются в результате диссоциации H_2O, и молекулы H_2O являются основным химическим компонентом внутренних областей комы. Большие кометы теряют за секунду $10^{29}-10^{30}$ атомов водорода (и соответственно вдвое меньше молекул воды), когда они находятся вблизи перигелия. Типичная скорость молекулы в коме на расстояниях от ядра,

превышающих 100 км, около 1 км/с. Концентрация H_2O на расстоянии 100 км от ядра должна быть равна, следовательно,

$$n = \frac{N}{4\pi r^2 V} = \frac{3 \cdot 10^{29}}{4\pi(10^7)^2 \ \ 10^5} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, газовая среда в коме является очень разреженной (здесь $N = 3 \cdot 10^{29}$ c^{-1} — полный поток молекул в единицу времени, $r = 10^7$ см — расстояние до ядра, $V = 10^5$ см/с — скорость молекул).

Ионы составляют кометную ионосферу, которую солнечный ветер обтекает, образуя ударную волну примерно таким же образом, как ионосферу планеты, не имеющей собственного магнитного поля. Кометные ионы ускоряются солнечным ветром, и из них состоит хвост первого типа, направленный прямо в сторону, противоположную Солнцу. Его обычно легко отличить от несколько изогнутого хвоста второго типа, который состоит из пылинок, имеющих размер от долей до десятков микрометров. Хвосты больших комет имеют длину до 10^7 км. Иногда наблюдается так называемый антихвост, направленный в сторону Солнца. Это крупная пыль, уходящая в плоскости орбиты.

Вопрос о происхождении комет изучен недостаточно. Согласно одной из гипотез Солнечная система окружена гигантским облаком кометных ядер, простирающимся на расстояние до 1 пк (облако Оорта). Под действием звездных возмущений орбиты некоторых ядер изменяются, и в результате кометы появляются вблизи Солнца. Часть короткопериодических комет, возможно, приходит из пояса Койпера.

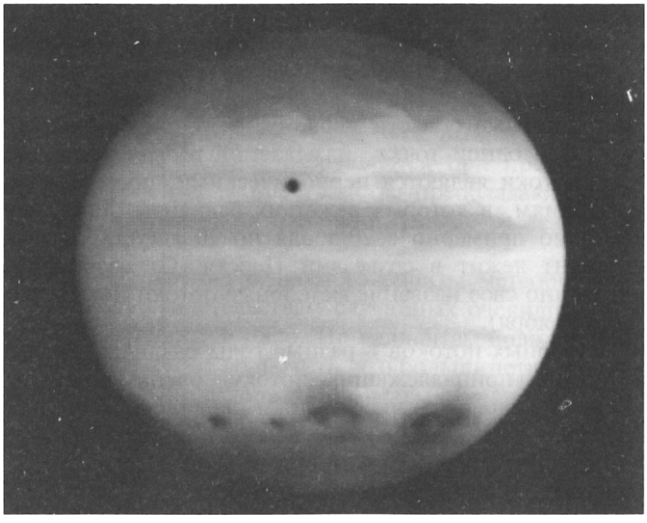
Опасность космической катастрофы. Кометы могут играть значительную роль в эволюции планет, доставляя на них воду, и другие составляющие атмосфер. Не исключено, что органические вещества, принесенные кометами, играли существенную роль в предбиологической эволюции сложных молекул — процессу, который предшествовал возникновению жизни. С другой стороны столкновение планеты с крупным кометным ядром или астероидом может привести к катастрофическим последствиям для ее атмосферы, а в случае Земли для цивилизации и самого существования жизни на нашей планете.

В 1994 г. комета Шумейкер—Леви столкнулась с Юпитером. Ее ядро развалилось перед этим на два десятка фрагментов (рис. 9.46 *а*), которые, растянувшись вдоль орбиты, один за другим вошли в атмосферу планеты. При столкновении образовались гигантские выбросы газа и пыли (рис. 9.46 *б*). Столкновения комет и астероидов с Землей несомненно были в ее прошлом. Возможно, что гибель динозавров (около 70 млн лет назад) была вызвана такой катастрофой. Поэтому очень важной является задача мониторинга космической обстановки для предсказания столкновений с малыми телами и разработки методов их предупреждения — таких как использование ракет с мощными ядерными зарядами для изменения их орбиты. Тысячи лет назад астрономия родилась как практическая наука, скоро она вернется в это качество на ином уровне.

Пылевое вещество в межпланетном пространстве. Метеоры. Кометы являются очевидным источником пылинок различного размера. Пылинки, вероятно, рождаются также при взаимных столкновениях малых планет. Межпланетная пыль образует облако, уплощенное к эклиптике. Его видно с Земли — это зодиакальный свет. Специальные приборы, установленные на космических аппаратах, непосредственно регистрируют удары межпланетных пылинок.



а



б

Рис. 9.46. *а* — фрагменты кометы Шумейкер—Леви перед столкновением с Юпитером (май 1994); *б* — Юпитер после столкновения (июль 1994), видны темные пятна (внизу), это гигантские выбросы газа и пыли образовавшиеся при падении фрагментов на планету; снимок сделан с УФ-фильтром. Оба снимка сделаны при помощи космического телескопа им. Хаббла

Метеорное вещество в межпланетном пространстве — это наиболее динамичный тип вещества Солнечной системы. Самые малые частицы (радиус меньше примерно 0,5 мкм) уходят из Солнечной системы под действием светового давления. Более крупные тормозятся в результате *эффекта Робертсона—Пойнтинга*, по спиральным орбитам приближаются к Солнцу и падают на него. Эффект Робертсона—Пойнтинга — это торможение тела, движущегося в поле излучения. Торможение возникает из-за того, что в системе координат, связанной с этим телом, вектор силы светового давления имеет компоненту, направленную против вектора скорости. Частица, имеющая диаметр 10 мкм и находящаяся на круговой орбите радиусом 3 а. е., из-за этого эффекта падает на Солнце в течение времени порядка 10^4 лет. Поскольку межпланетное метеорное вещество в результате процессов, связанных с лучевым давлением, непрерывно удаляется из Солнечной системы, оно должно непрерывно возобновляться, что, как указывалось выше, происходит при разрушении комет и астероидов.

Частицы межпланетной пыли, входя в земную атмосферу с большими скоростями, сгорают в ней, превращаясь в *метеоры* — кратковременные вспышки, которые проносятся по небу и исчезают, оставляя на несколько секунд узкий светящийся след.

За сутки в атмосфере Земли вспыхивает примерно 10^8 метеоров ярче 5^m. Метеоров, имеющих звездную величину m, примерно в 2,5 раза больше, чем $(m-1)$-й звездной величины. Яркие метеоры наблюдаются реже, слабые — чаще. Очень яркие метеоры, *болиды*, могут наблюдаться и днем. Болиды сопровождаются иногда выпадением метеоритов (см. § 9.16). Появление болида может сопровождаться более или менее сильной ударной волной, звуковыми явлениями и образованием дымового хвоста. По происхождению и физическому строению большие тела, наблюдаемые как болиды, по-видимому, сильно отличаются от частиц, вызывающих метеорные явления.

Частота появления метеоров и их распределение по небу не всегда являются равномерными. Систематически наблюдаются *метеорные потоки*, метеоры которых на протяжении определенного промежутка времени (несколько ночей) появляются примерно в одной и той же области неба. Если их следы продолжить назад, то они пересекутся вблизи одной точки, называемой *радиантом* метеорного потока. Многие метеорные потоки являются периодическими, повторяются из года в год и названы по созвездиям, в которых лежат их радианты. Так, метеорный поток, наблюдаемый ежегодно примерно с 20 июля по 20 августа, назван Персеидами, поскольку его радиант лежит в созвездии Персея. От созвездий Лиры и Льва получили соответственно свое название метеорные потоки Лирид (середина апреля) и Леонид (середина ноября).

Активность метеорных потоков в разные годы различна. Бывают годы, в которые число метеоров, принадлежащих потоку, очень мало, а в иные годы (повторяющиеся, как правило, с определенным периодом) настолько обильно, что само явление получило название *звездного дождя*. Меняющаяся активность метеорных потоков объясняется тем, что метеорные частицы в потоках неравномерно распределены вдоль эллиптической орбиты, пересекающей земную.

Метеоры, не принадлежащие к потокам, называются *спорадическими*. Статистическое распределение орбит спорадических метеоров точно не исследовано, однако есть основания полагать, что оно похоже на распределение орбит периодических комет. Что же касается метеорных потоков, то у многих из них орбиты близки к орбитам известных комет. Известны случаи, когда комета исчезла, а связанный с ней метеорный поток оставался (комета Биэлы). Все это заставляет думать, что метеорные потоки возникают в результате разрушения комет.

Спектры метеоров состоят из эмиссионных линий. Когда метеорная частица тормозится в атмосфере, она нагревается, начинает испаряться, и вокруг нее образуется облако из раскаленных газов. Светятся главным образом линии металлов: очень часто, например, наблюдаются линии H и K ионизованного кальция и линии железа. По-видимому, химический состав метеорных частиц аналогичен составу каменных и железных метеоритов, но механическая структура метеорных тел должна быть совсем иной. На это указывают скорости торможения метеоров: торможение происходит так, как будто плотность их очень мала — порядка 0,1 г/см^3. Это означает, что метеорная частица представляет собой пористое тело, состоящее из более мелких частиц. Вероятно, поры были заполнены когда-то летучими веществами, которые впоследствии испарились. Метеорная частица, порождающая метеор 5-й звездной величины, имеет массу около 3 мг и диаметр около 0,3 мм. Эти данные вычислены для быстрого метеора, имеющего геоцентрическую скорость 59–60 км/с. Большинство же метеоров, порождаемых частицами такой массы, гораздо слабее.

§ 9.16. Метеориты

Метеориты, «небесные камни», известны человечеству очень давно. По-видимому, появление первых железных орудий, сыгравших огромную роль в эволюции доисторических культур, связано с использованием метеоритного железа. Крупные метеориты служили иногда предметом поклонения у древних народов. Наука признала их небесное происхождение лишь в начале XIX в.

За исключением образцов лунных пород, доставленных на Землю, метеориты пока представляют собой единственные космические тела, которые можно исследовать в земных лабораториях. Понятно, что сбору и изучению метеоритов придается большое научное значение. В Российской академии наук имеется Комитет по метеоритам, который организует эту работу в масштабах страны.

Метеориты по химическому составу и структуре разделяются на три большие группы: *каменные* (*аэролиты*), *железо-каменные* (*сидеролиты*) и *железные* (*сидериты*). Вопрос об относительном количестве различных типов метеоритов не вполне ясен, так как железные метеориты легче находить, чем каменные, и, кроме того, каменные метеориты сильнее разрушаются при прохождении сквозь атмосферу. Вероятно, в космическом пространстве преобладают каменные метеориты (80–90 % их общего числа), хотя собрано больше железных метеоритов, чем каменных.

Так как болиды — явление редкое, то орбиты метеоритных тел приходится определять по неточным свидетельствам случайных очевидцев, и поэтому данных об орбитах выпавших метеоритов мало. По радиантам болидов, сопровождавшихся выпадением метеоритов, можно заключить, что большинство их двигалось в прямом направлении и их орбиты характеризуются малым наклоном. Но здесь большую роль может играть наблюдательная селекция, так как вероятность разрушения метеорита при лобовой встрече с Землей (обратное движение) гораздо больше, чем при вторжении догоняющего тела.

Когда метеоритное тело входит в плотные слои атмосферы, его поверхность настолько нагревается, что вещество поверхностного слоя начинает плавиться и испаряться. Воздушные струи сдувают с поверхности железных метеоритов круглые капли расплавленного вещества, причем следы этого сдувания остаются в виде характерных выемок (рис. 9.47). Каменные метеориты часто дробятся, и тогда на поверхность Земли низвергается целый дождь обломков самых разнообразных размеров. Железные метеориты прочнее, но и они иногда разрушаются на отдельные куски. Один из крупнейших железных метеоритов, Сихотэ-Алинский, упавший 12 февраля 1947 г., был найден в виде россыпи, состоящей из множества отдельных осколков. Общая масса собранных осколков достигала 23 т, причем, конечно, были найдены не все осколки. Наибольший из известных метеоритов, Гоба (Юго-Западная Африка), представляет собой глыбу массой в 60 т (рис. 9.48).

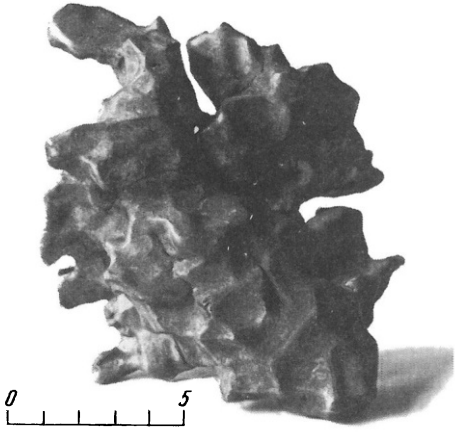


Рис. 9.47. Один из осколков Сихотэ-Алинского метеорита

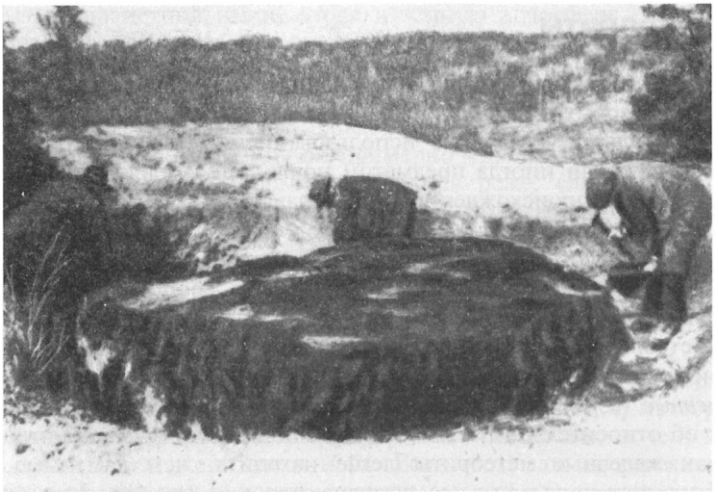


Рис. 9.48. Самый крупный в мире железный метеорит Гоба, найденный в Юго-Западной Африке в 1920 г.

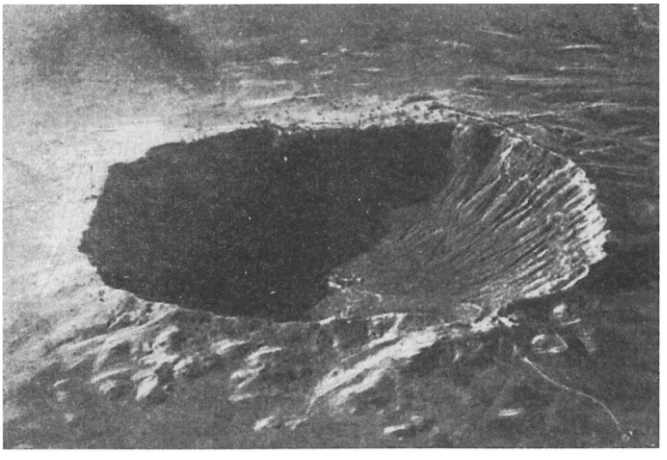


Рис. 9.49. Аризонский метеоритный кратер

Большие метеориты, ударяясь о Землю, зарываются на значительную глубину. Однако космическая скорость обычно гасится в атмосфере на некоторой высоте и, затормозившись, метеорит падает по законам свободного падения. Что произойдет, если с Землей столкнется еще большая масса, например 10^5-10^8 т? Такой гигантский метеорит прошел бы сквозь атмосферу практически беспрепятственно, при его падении возник бы сильнейший взрыв и образовалась бы воронка (кратер). Подобные кратеры действительно существуют. Один из них — Аризонский кратер (рис. 9.49), воронка которого имеет диаметр 1 200 м и глубину около 200 м. Его возраст по приблизительной оценке составляет около 5 000 лет. Недавно был открыт еще целый ряд более древних и разрушенных метеоритных кратеров.

Химический состав метеоритов хорошо исследован. Железные метеориты содержат в среднем 91 % железа, 8,5 % никеля и 0,6 % кобальта; каменные метеориты — 36 % кислорода, 26 % железа, 18 % кремния и 14 % магния. Каменные

метеориты по содержанию кислорода и кремния близки к земной коре, но металлов в них гораздо больше. Содержание радиоактивных элементов в метеоритах меньше, чем в земной коре, причем в железных меньше, чем в каменных.

По структуре и характеру условий, в которых они сформировались, метеориты делятся на две группы: *дифференцированные метеориты и хондриты*. Дифференцированные метеориты сформировались внутри крупных тел (возможно, больших астероидов). Хондриты образовались в результате объединения мелких частиц, по-видимому, входящих в состав протопланетной туманности, и их исследование является важнейшим источником данных об ее характеристиках (см. § 9.17). Хондриты получили свое название от слова «хондра» — это силикатные шарики (около 1 мм), которые представляют собой капли вещества, сконденсировавшегося при охлаждении некоторой газовой среды (по-видимому, газа протопланетной туманности).

Среди хондритов имеется редкая разновидность — *углистые хондриты* (рис. 9.50), в которых нелетучие элементы содержатся в такой же пропорции, как на Солнце. Предполагается, что углистые хондриты отражают состав протопланетной туманности в некоторый начальный период, когда вещество в ней было хорошо перемешано и еще не существовало ни Солнца, ни планет.

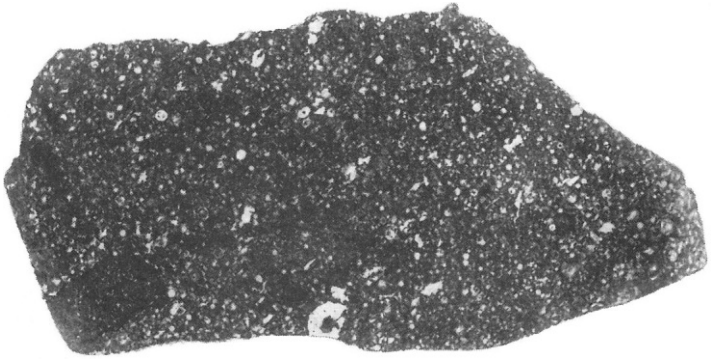


Рис. 9.50. Один из фрагментов метеорита Альенде, собранных в 1969 г. в Мексике. Всего на месте падения найдено около 2 тонн таких осколков. Показан разрез, на котором видны небольшие светлые минеральные включения, окруженные темным веществом, в котором содержится много углерода. Этот метеорит принадлежит к классу углистых хондритов. Анализ его химического и изотопного состава является одним из важнейших источников сведений о событиях, происходивших в эпоху формирования Солнечной системы

§ 9.17. Происхождение Солнечной системы

Понятие о космогонии. Вопросы происхождения и эволюции небесных тел изучаются особым разделом астрономической науки, называемым *космогонией*. Космогонические проблемы имеют большое значение для развития научного мировоззрения в целом, и естественно, что они интересуют не только астрономов. Вместе с тем космогонические проблемы относятся к числу наиболее трудных астрономических задач. И в самом деле, то, что мы сейчас наблюдаем, — это моментальный снимок Вселенной. Можно определить с помощью этого снимка, какова она сейчас, но гораздо труднее судить о ее прошлом и будущем. И все-таки за последнее время удалось многое узнать о происхождении и развитии небесных

тел. Для решения космогонических проблем использовались два основных подхода. Первый подход является чисто теоретическим: исходя из общих законов физики можно определить, какие именно условия должны были существовать в прошлом, чтобы некоторое небесное тело приобрело, именно те характеристики, которыми оно сейчас обладает, какой путь развития оно должно было пройти. Второй подход наблюдательный: сравнивая характеристики небесных тел, находящихся в разных стадиях развития, можно установить, в какой последовательности эти стадии сменяли друг друга. Второй подход можно применять, конечно, только к объектам многочисленным, таким как звезды, звездные скопления, газовые туманности, галактики. В случае планетной системы положение гораздо труднее: до недавнего времени мы знали только одну такую систему — Солнечную. Поэтому в планетной космогонии приходится пользоваться пока лишь первым подходом, и ее результаты менее достоверны. В последние годы были открыты планеты около других звезд (см. § 9.18), и ситуация меняется, однако эти работы только начались.

Гипотезы Канта, Лапласа и Джинса. В XVIII в. в результате успехов ньютоновской механики установилось представление о Вселенной как о неизменной системе космических тел, управляемой точными законами природы. В этой системе не было места для божественного произвола, за исключением начального момента — «акта творения». Считалось, что сложный механизм Вселенной был запущен один раз («начальный толчок»), а дальше уже он «шел» сам собой без каких-либо изменений. Еще ранее Декарт (1644) впервые высказал предположение, что Солнечная система образовалась из облака газа и пыли. Аналогичную гипотезу впоследствии развивали Бюффон (1749) и Кант (1755). Они предполагали, что в центре облака возникло Солнце, в периферийных частях — планеты. Эта картина, по-видимому, в общих чертах правильна, но в то время она не поддавалась детальной разработке, так как не существовало еще атомной теории, термодинамики, кинетической теории газов, сведений о космическом обилии элементов и многих других необходимых данных.

В 1796 г. Лаплас высказал предположение, что в процессе образования планет может играть большую роль вращение первичной туманности. В самом деле, пусть элемент массы m сжимающейся сферической туманности движется с угловой скоростью ω по орбите, радиус которой r. Если момент количества движения этого элемента

$$I = m\omega r^2$$

остается постоянным, то ω возрастает при сжатии туманности. Пусть полная масса туманности M. Тогда на элемент m действуют сила тяжести

$$F_1 = G\frac{mM}{r^2}$$

и центробежная сила

$$F_2 = m\omega^2 r = \frac{I^2}{mr^3}.$$

Центробежная сила при сжатии растет быстрее, чем сила тяжести, и при их равенстве возникает так называемая *ротационная неустойчивость*, при которой туманность сплющивается, принимая форму чечевицы, и с ее экватора отделяется вещество. Из выброшенного вещества вокруг туманности образуются плоские кольца, похожие на кольца Сатурна. Лаплас полагал, что газ, выброшенный

из туманности, впоследствии конденсируется в планеты. В современных космогонических представлениях сохранились определенные элементы гипотез Канта и Лапласа (идея совместного образования Солнца и планет из единой первичной туманности, роль ротационной неустойчивости), так что они упоминаются здесь не только ради исторического интереса.

В Солнечной системе 98 % момента количества движения принадлежит планетам и только 2 % Солнцу. А если момент количества движения отнести к единице массы (эта величина называется *удельным угловым моментом*), то различие получается уже не в 50, а в 50 000 раз. Гипотезы Канта и Лапласа в их классической форме этого объяснить не могли. В самом деле, в первичной туманности перед началом сжатия все элементы равноправны и имеют одинаковые угловые скорости. Английский ученый Джинс в начале нынешнего столетия предложил другую космогоническую гипотезу, которая как будто бы позволяла обойти эту трудность. В гипотезе Джинса предполагается, что Солнце, как и другие звезды, сформировалось без планетной системы, а планетная система появилась только в результате катастрофы: другая звезда прошла рядом с Солнцем настолько близко, что вырвала из него часть вещества. В результате конденсации этого вещества образовались планеты.

Можно показать, что вероятность достаточно близкого прохождения двух звезд очень мала, и за время существования Галактики в ней могло образоваться лишь очень небольшое число планетных систем, может быть, даже всего одна — наша Солнечная система. Этот вывод сам по себе заставлял усомниться в правильности гипотезы Джинса, однако его, строго говоря, нельзя рассматривать как решительное возражение. Более тщательное рассмотрение гипотезы Джинса позволило выявить другие аргументы, которые доказывают ее несостоятельность. Удельный угловой момент выброшенного из Солнца вещества не может быть больше, чем угловой момент проходящей рядом звезды. Расчет показывает, что для образования Солнечной системы было бы необходимо, чтобы Солнце и другая звезда встретились со скоростью около 5 000 км/с, а это гораздо больше, чем параболическая скорость в Галактике (300 км/с). В Галактике звезд со скоростями, большими параболической, очень мало.

Спектральный анализ показывает, что содержание лития и дейтерия на Солнце гораздо меньше, чем на Земле. Литий и дейтерий «выгорают» в результате ядерных реакций, и если на планетах их больше, то это означает, что планетное вещество отделилось от солнечного еще до того, как в последнем начались ядерные реакции. Наконец, был рассмотрен вопрос о конденсации газового волокна, вырванного из недр Солнца. Температура газа в таком волокне должна быть очень высокой, несколько сотен тысяч кельвинов. Внутри Солнца газовое давление уравновешивается весом вышележащих слоев, а если газ с такой температурой будет выброшен наружу, то он быстро рассеется, если только еще быстрее не остынет. Было подсчитано, что для разлета выброшенного газа будет достаточно нескольких часов, а для остывания необходимо несколько месяцев.

Современные представления о происхождении и ранней эволюции Солнечной системы. Представления о происхождении и ранней эволюции Солнечной системы до сих пор не приобрели характера законченной теории. Тем не менее основные черты «сценария», по которому развертывались события во время зарождения Солнца и планет, уже во многом определились. Можно выделить несколько этапов (рис. 9.51).

1. Уплотнение облака межзвездного вещества, состоящего из молекул (H_2, H_2O, OH и др.) и пыли. Возможно, что это уплотнение началось в результате взрыва сверхновой звезды под действием ударной волны, которая распространилась

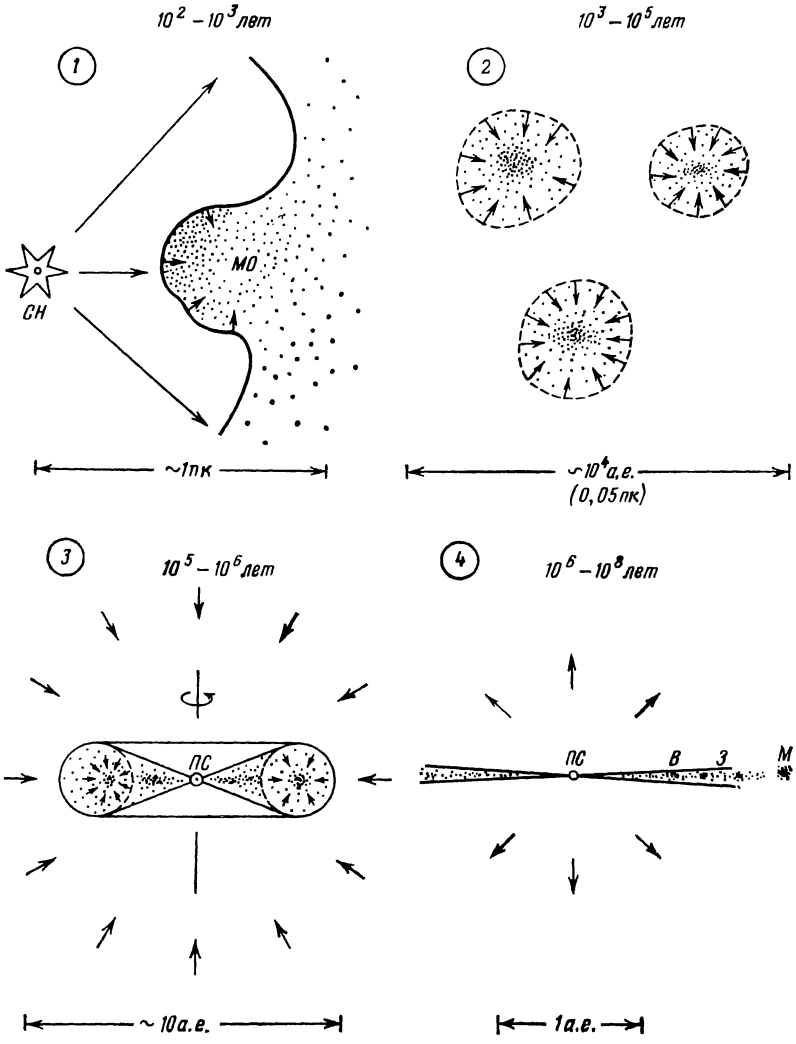


Рис. 9.51. Предполагаемые этапы образования Солнечной системы.
1. Взрыв сверхновой (СН) приводит к неоднородному сжатию плотного молекулярного облака (МО), расположенного по соседству (1–10 пс). 2. Фрагменты, на которые распалось облако, находятся в стадии гравитационного коллапса. 3. Последняя стадия коллапса. Образовалось Протосолнце (ПС) и диск с кольцевой структурой. В периферийных частях диска начинается образование планет-гигантов. 4. Солнце в стадии Т Тельца. Газ выметается звездным ветром. Пылевые частицы оседают к средней плоскости диска. Образуются планетезимали. Идет процесс аккреции планет земной группы (В — Венера, З — Земля, М — Марс)

от нее во все стороны. Продукты этого взрыва проникли в межзвездную пыль, которая вошла впоследствии в состав углистых хондритов. Следы этих продуктов обнаруживаются при их тонком химическом и изотопном анализе.

2. Если в некотором объеме, заполненном газом и пылью, масса вещества по каким-то причинам превзойдет определенную критическую величину, то оно начинает сжиматься под действием силы тяжести. Это явление называется

гравитационным коллапсом. Когда наиболее плотные участки облака с массами порядка звездных достигают критического предела, они начинают сжиматься. Облако распадается на фрагменты, один из которых впоследствии порождает Солнце и Солнечную систему. В центре сжимающегося фрагмента образуется сгущение пыли и газа, которое является ядром *аккреции*. Процесс аккреции — это захват окружающей разреженной среды, приток которой постепенно увеличивает массу ядра.

3. Когда масса центрального сгущения достигает примерно $0{,}1\mathfrak{M}_\odot$, вещество становится непрозрачным, температура возрастает и пыль испаряется. Это происходит через 10^4-10^5 лет после начала сжатия фрагмента. Вскоре после испарения пыли происходит диссоциация молекулярного водорода. При этом центральное сгущение сжимается, образуя газовую протозвезду (*Протосолнце*). Формирование протозвезды происходит очень быстро, за время порядка 10–100 лет.

Аккреция межзвездного вещества Протосолнцем продолжается, его масса и радиус увеличиваются. Еще примерно через 10^5 лет масса достигает современного уровня, а радиус становится примерно в 100 раз больше современного. Приток межзвездного вещества прекращается. Начинается стадия гравитационного сжатия Протосолнца. В течение этого периода уже существует дискообразная газопылевая *протопланетная туманность* (ППТ), центром которой является Протосолнце. Вероятно, она формируется благодаря ротационной неустойчивости одновременно с самим Протосолнцем, но продолжает расти в процессе дальнейшей аккреции. Оценки максимальной массы ППТ в разных теоретических моделях различны, они находятся в пределах порядка $0{,}01-2\mathfrak{M}_\odot$.

Не исключено, что диск ППТ приобретает кольцевую структуру. Быть может, уже на этой стадии во внешней его части начинается формирование планет-гигантов и идет в общем по тому же пути, что и образование Протосолнца, включая образование дисков, из которых впоследствии формируются системы спутников.

В начальной стадии этого периода часть пылевого вещества, испарившегося перед образованием протозвезды, но затем попавшего в диск, вновь возвращается в твердую фазу. Это процесс конденсации, в котором возникли частицы обычных хондритов, в том числе сами хондры (см. § 9.16).

Чтобы объяснить распределение момента количества движения в Солнечной системе, в современных моделях обычно предполагается, что газ в ППТ является частично ионизованным, а Протосолнце имеет значительное магнитное поле. В результате взаимодействия плазмы и поля возникают газовые потоки, передающие момент в ППТ.

4. Следующий период занимает около 10^8 лет. Продолжается гравитационное сжатие Протосолнца. Размеры его уменьшаются, приближаясь к современному. Солнечный ветер (намного более сильный, чем в современную эпоху) удаляет газ из внутренней части ППТ.

Пылевое вещество ППТ все более концентрируется к некоторой средней плоскости. Пылинки все чаще сталкиваются, появляются все более крупные частицы, идет процесс *аккумуляции* (роста) твердых тел. Происходит преимущественный рост больших тел за счет малых. Наиболее крупные тела, подобные астероидам, — это планетезимали, зародыши планет.

Наконец формируются несколько особо крупных тел. Они становятся ядрами аккреции, вокруг которых происходит формирование планет земной группы. Количество планетезималей в этот период очень велико; при столкновениях они не только объединяются, но часто и разрушаются. Такие разрушения породили дифференцированные метеориты (см. § 9.16).

Рост Земли до современных размеров продолжался, по-видимому, около 10^8 лет, хотя есть оценки и с более коротким временным масштабом ($\sim 10^5$ лет). Период аккреции в истории планет земной группы был, вероятно, самым бурным временем. На поверхности планет обрушивались огромные глыбы планетезималей, образовывались гигантские кратеры, часть вещества выбрасывалась в пространство, материал поверхностей непрерывно перерабатывался. Последняя волна «бомбардировки» прошла через полмиллиарда лет после образования ППТ, но наиболее интенсивной она была в первые 10^8 лет. Согласно некоторым моделям процесс аккреции был неоднородным в том смысле, что вначале шло накопление тяжелых и менее тугоплавких элементов (железо), а силикатные мантии планет образовались позже. В картине образования планет много и других неоднозначностей. Не все согласны, например, с приведенным выше описанием процесса образования планет земной группы. Альтернативная гипотеза предполагает, что их родоначальниками были крупные протопланеты (подобные Юпитеру или Сатурну), которые потеряли газовую оболочку из-за приливного взаимодействия с Солнцем. Восстановить правильно картину событий, которые происходили 4,5 млрд лет назад, очень трудно. Но это не безнадежная задача. Планетная космогония все ближе подходит к ее решению, объединяя данные, полученные из наблюдений межзвездной среды и очень молодых звезд, из анализа состава и структуры метеоритов, состава планетных атмосфер и т. д.

В результате наблюдений молодых звезд в инфракрасной области спектра около многих из них были обнаружены образования, напоминающие ППТ. Качественно эти наблюдения не противоречат описанному сценарию.

§ 9.18. Планеты около звезд

Поиски планет около звезд — одна из труднейших задач современной астрономии, поскольку речь идет об очень слабом объекте, который находится рядом с ярким на очень малом угловом расстоянии. Это не безнадежно, соответствующие методы разрабатываются, но реально прямых наблюдений планет около звезд пока не было. Тем не менее планеты около некоторых звезд уже обнаружены — по тому влиянию, которое планета, обращающаяся вокруг звезды, оказывает на ее движение: в простейшем случае, когда имеется только два тела, они обращаются вокруг общего центра масс. В результате траектория собственного движения звезды становится волнообразной, что можно обнаружить точными астрометрическими наблюдениями. Кроме того появляется пульсация в лучевой скорости звезды, и это можно измерить, систематически наблюдая ее спектр с очень высоким разрешением. Астрометрический и спектроскопический методы в настоящее время позволяют обнаруживать планеты за пределами солнечной системы — *экзопланеты* — по массе близкие к Юпитеру.

Те же методы выявили двойные системы, в которых одна из компонент является *коричневым карликом*. Коричневые карлики представляют собой звезды малой массы, ядерные реакции в которых шли очень короткое время (несколько миллионов лет), а затем прекратились. Это новый класс тел, занимающих промежуточное положение между планетой и звездой. Граница между экзопланетами (внутри которых ядерные реакции не шли никогда) и коричневыми карликами — около 13 масс Юпитера. Предполагается, что коричневый карлик образуется в результате фрагментации молекулярного облака, в отличие от планетного тела, которое формируется из протопланетной туманности. Несколько экзопланет, близких по массе к Юпитеру, оказались на расстояниях очень малых от звезды — порядка 0,1 а. е.

Это совершенно не соответствует представлениям о сценарии формирования нашей Солнечной системы, значит, там был совсем другой. Но есть и случаи, похожие на наш: одна из экзопланет типа Юпитера обращается вокруг звезды типа GO 47 Ursae Majoris по орбите радиусом 2,1 а. е.

Обнаружены и экзопланеты, близкие по массе к Земле и даже к Луне. Они обращаются вокруг пульсаров, где их присутствие уж совсем трудно было ожидать.

Таким образом планеты имеются по крайней мере вблизи некоторых звезд. Весьма вероятно, что планеты и планетные системы есть у многих звезд. Обитаемы ли некоторые из этих планет и если да, то часто ли встречается во Вселенной разумная жизнь? Трудно найти более волнующий вопрос, но до недавнего времени им занимались исключительно писатели-фантасты. В последние годы эту проблему стали исследовать на серьезной научной основе, начались поиски возможностей установления связи с внеземными цивилизациями.



Вопросы и упражнения к Главе 9

1. Каковы основные различия планет земной группы и планет-гигантов?
2. Какие планеты исследовались при помощи космических аппаратов — пролетных, орбитальных, посадочных?
3. Почему максимальная высота гор на Марсе больше, чем на Земле?
4. Есть ли на Венере смена сезонов? На Марсе, Юпитере, Уране?
5. Какие процессы формирования атмосфер Вам известны?
6. В чем отличие спектров излучения планет и звезд?
7. Средняя температура поверхности у Венеры выше, чем у Меркурия, хотя она дальше от Солнца. Почему?
8. У какой из двух планет выше эффективная температура — у Земли или у Венеры?
9. Какими наблюдательными средствами изучалась поверхность Венеры?
10. Почему на поверхности Венеры гораздо больше ударных кратеров, чем на Земле?
11. Есть ли у Юпитера твердая поверхность?
12. Каковы механизмы радиоизлучения Юпитера в разных диапазонах?
13. В чем сходство и различие атмосфер Земли, Венеры и Марса?
14. Какие спутники имеют атмосферы?
15. В чем сходство и различие атмосфер Титана и Тритона?
16. Где расположены главный пояс астероидов и пояс Койпера?
17. Есть ли спутники у астероидов?
18. Что такое облако Оорта?
19. Через какие стадии прошла эволюция протопланетной туманности?
20. Какого типа планеты обнаружены около звезд?

Глава 10

Природа и эволюция звезд

§ 10.1. Общие сведения о звездах

Звезды — наиболее распространенные из наблюдаемых объектов Вселенной. В этих газовых шарах сосредоточена большая часть массы видимого космического вещества. Остальная его часть рассеяна в межзвездном пространстве в виде рассеянной, *диффузной* среды, с которой звезды постоянно обмениваются веществом.

Изучая спектры звезд, можно установить, что их атмосферы состоят из газов, содержащих атомы самых различных элементов, а иногда и молекулярные соединения. На некоторых звездах имеются условия для формирования даже твердых частиц пыли.

С эволюцией звезд связано образование химических элементов в природе. Поэтому звезды представляют интерес не только как объекты, являющиеся важным элементом структуры Вселенной, но и как определенное звено всей эволюции материи: большинство атомов, из которых построен окружающий нас мир, включая и нас самих, когда-то возникли в звездах или хотя бы один раз побывали в их недрах.

Все это говорит о том, что в звездах происходит необходимый и важный этап эволюции вещества во Вселенной, предшествующий развитию многих других форм материи, включая и высшие.

Из наблюдений, помимо небесных координат, видимой звездной величины и спектра, мы не имеем почти никакой иной информации для выяснения природы звезд. Однако методы теоретической астрофизики позволяют рассматривать существование звезд как проявление известных фундаментальных законов природы. В частности, можно показать, что эволюция обычной звезды однозначно определяется исходным (т. е. возникшим к началу эволюции) значением ее массы и химическим составом. Для двойных звезд положение значительно сложнее и многие детали их эволюции не вполне еще ясны. Первоочередной проблемой исследования природы звезд является получение из наблюдений их важнейших физических характеристик и установление возможных зависимостей между ними.

Ценную информацию несут не только сами наблюдаемые величины, но и их изменения во времени. Поэтому важная задача наблюдателей — изучение соответствующих временных зависимостей. Смещение спектральных линий, а также положения звезды на небе говорит о пространственном движении объекта; изменение вида спектра или звездной величины свидетельствует о физических изменениях, происходящих в объекте, часто позволяющих узнать его строение. Вот почему для понимания природы звезд и их эволюции огромную роль играет изучение так называемых переменных звезд, к которым мы постоянно будем обращаться на протяжении всей этой главы.

К переменным звездам относится заметная доля всех наблюдаемых объектов. Им дают специальные обозначения, если только они не были ранее обозначены

буквой греческого алфавита. Первые 334 переменные каждого созвездия обозначаются последовательностью букв латинского алфавита R, S, T, ..., Z, RR, RS, ..., RZ, SS, ST, ..., SZ, ..., ZZ, AA, ..., AZ, ..., II, ..., IZ, KK, ..., KZ, ..., QQ, ..., QZ с добавлением названия соответствующего созвездия (например, RR Lyr). Следующие вновь открываемые переменные обозначаются V335, V336 и т. д. (например, V335 Cyg).

Важнейшей характеристикой звезды является ее масса. Непосредственно ее можно вычислить только для компонентов двойных звезд, почему эту главу мы и начнем именно с них.

Затем мы перейдем к свойствам одиночных объектов, начиная с процессов звездообразования в результате гравитационного сжатия из газопылевой среды (рис. 10.1). Затем будет рассмотрен основной этап жизни звезд — стадия главной последовательности. Дальнейшее развитие звезд связано с определенной цепочкой термоядерных реакций, что приводит к образованию на конечной стадии эволюции весьма экзотичных объектов. Рассмотрение всех этих типов звезд позволит понять природу многих наблюдаемых объектов, включая большое число нестационарных звезд, отличающихся происходящими на них бурными, неустойчивыми движениями вещества. Чаще всего это звезды, находящиеся на начальной или конечной стадиях эволюции.

Знакомство с различными стадиями эволюции одиночной звезды все же не позволит нам охватить все разнообразие наблюдаемых на небе звезд. Эволюция двойных звезд, особенно тесных двойных систем, сложнее развития одиночной звезды и приводит к целому ряду объектов необычной природы, многие из которых наблюдаются, и будут рассмотрены в конце этой главы.

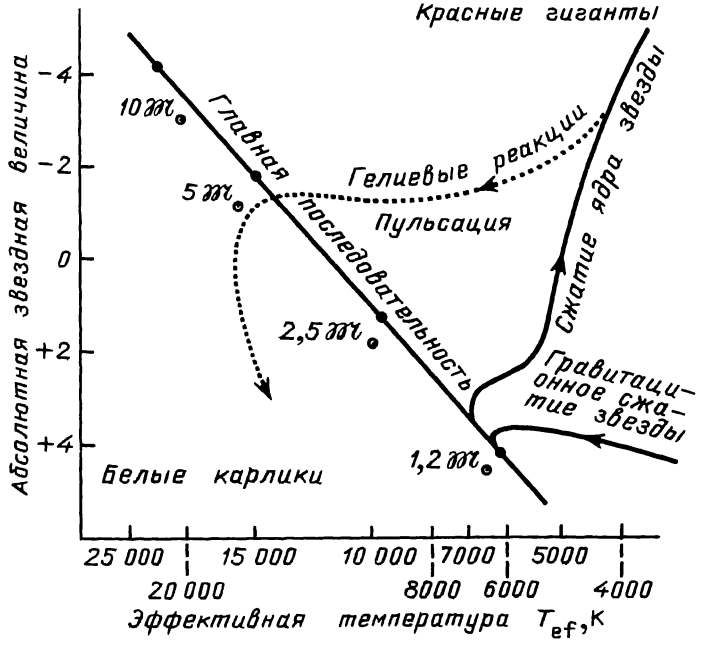


Рис. 10.1. Важнейшие стадии эволюции звезды, изображенные на графике зависимости светимости, выраженной в звездных величинах, от эффективной температуры

§ 10.2. Двойные системы и массы звезд

Часто на небе встречаются две или несколько близко расположенных звезд. Некоторые из них в действительности далеки друг от друга и физически не связаны между собой. Они только проецируются в очень близкие точки на небесной сфере и потому называются *оптическими двойными звездами*. В отличие от них, *физическими двойными* называются звезды, образующие единую динамическую систему и обращающиеся под действием сил взаимного притяжения вокруг общего центра масс. Иногда наблюдаются группы из трех и более звезд (*тройные* и *кратные системы*). Если компоненты физической двойной звезды достаточно удалены друг от друга, так что видны раздельно (как говорят, могут быть *разрешены*), то такие системы называются *визуально-двойными*. Двойственность некоторых *тесных пар*, компоненты которых не видны в отдельности, может быть обнаружена фотометрически по характерным периодическим изменениям видимой звездной величины, вызванным затмением одной звезды другою. Такие звезды называются *затменными переменными*. У *спектрально-двойных* звезд орбитальные движения компонентов обнаруживаются по периодическим смещениям спектральных линий.

Около половины всех звезд Млечного Пути образуют двойные или кратные системы. Поэтому их изучение существенно не только для выяснения природы отдельных звезд, но и для космогонических проблем происхождения и эволюции всех звезд.

Чтобы убедиться в том, что данная визуальная пара звезд физически связана и не является оптической двойной, необходимо произвести длительные наблюдения, позволяющие заметить орбитальное движение одной из звезд относительно другой. С большой степенью вероятности физическая двойственность звезд может быть обнаружена по их собственным движениям (см. § 5.14): звезды, образующие физическую пару (компоненты двойной звезды), должны иметь почти одинаковое собственное движение.

В настоящее время известны около ста тысяч визуально-двойных звезд. Из них только 10 % уверенно обнаруживают относительные орбитальные движения и лишь для примерно 500 звезд наблюдений достаточно, чтобы пытаться определить орбиту.

Применение третьего закона Кеплера к движению звезд двойной системы с известным до нее расстоянием дает уникальную возможность находить массы звезд. В настоящее время это можно сделать более чем для 80 звезд. Еще примерно у стольких же звезд достаточно хорошо известны орбиты, но надежных данных о расстояниях до них нет.

Движение компонентов двойных звезд происходит в соответствии с законами Кеплера (см. § 2.7): оба компонента описывают в пространстве подобные (т. е. с одинаковым эксцентриситетом) эллиптические орбиты вокруг общего центра масс. Таким же эксцентриситетом обладает орбита звезды-спутника относительно главной звезды, если последнюю считать неподвижной. Большая полуось a орбиты движения спутника относительно главной звезды равна сумме больших полуосей a_1 и a_2 орбит движений обеих звезд относительно центра их масс. С другой стороны, значения больших полуосей этих двух эллипсов обратно пропорциональны массам звезд. Таким образом, если из наблюдений известна орбита относительного движения, то, используя формулу (2.35), можно определить сумму масс компонентов двойной звезды:

$$\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GT^2}.$$

Если же известны отношения полуосей орбит каждой из звезд, то можно найти еще отношение масс

$$\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{a_2}{a_1}$$

и, следовательно, массу каждой звезды в отдельности. Огромная роль изучения двойных звезд в астрономии состоит в том, что оно позволяет определить важнейшую характеристику звезды — массу.

Для определения элементов орбиты двойной звезды рассмотрим движение спутника S_2 относительно главной звезды S_1 (рис. 10.2). Орбита является эллипсом с большой полуосью $a = a_1 + a_2$, где a_1 и a_2 — большие полуоси эллипсов, описываемых каждой звездой вокруг общего центра масс. Главная звезда S_1 находится в фокусе эллипса относительной орбиты. Точка орбиты спутника, ближайшая к главной звезде, называется *периастром* (Π), противоположная — *апоастром* (A).

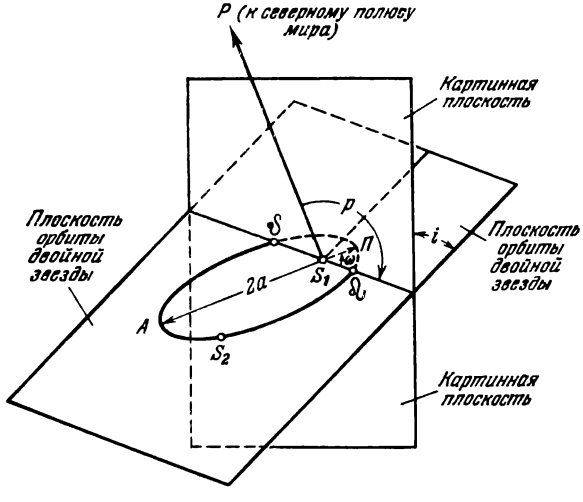


Рис. 10.2. Элементы орбиты двойной звезды

Движение спутника относительно главной звезды характеризуется кеплеровскими элементами: 1) a — длина большой полуоси, определяющая размер орбиты; 2) e — эксцентриситет орбиты, характеризующий форму орбиты; 3) i — угол наклонения плоскости орбиты (т. е. угол между ней и картинной плоскостью); 4) P — период обращения (обычно в годах); 5) T_0 — момент прохождения спутника через периастр.

К этим пяти основным элементам следует добавить еще два, характеризующие положение большой оси эллипса орбиты в пространстве. Углы в плоскости орбиты отсчитываются от одного из ее узлов. Восходящим ☊ и нисходящим ☋ узлами называются точки пересечения орбиты с картинной плоскостью (перпендикулярной лучу зрения). Угол в плоскости орбиты от узла ☊ до периастра называется *долготой периастра* (ω). В картинной плоскости положение узла ☊ определяется *позиционным углом* p, отсчитываемым от направления на полюс мира до узла. Таким образом, добавляются еще два элемента p — позиционный угол узла орбиты (берется всегда меньше 180°) и ω — долгота периастра.

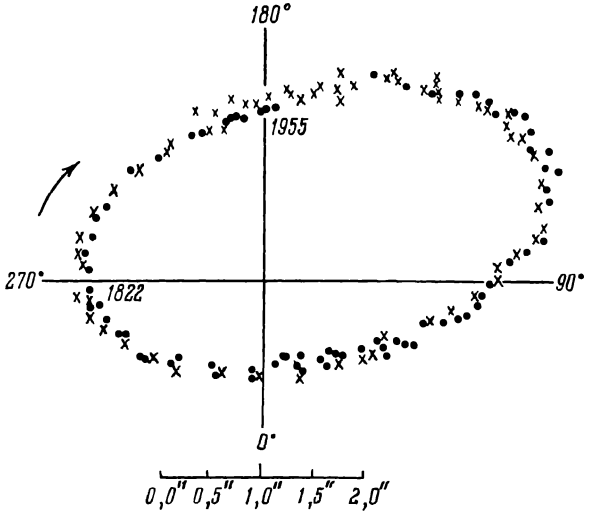


Рис. 10.3. Видимая орбита визуально-двойной звезды ζ Большой Медведицы с периодом около 60 лет

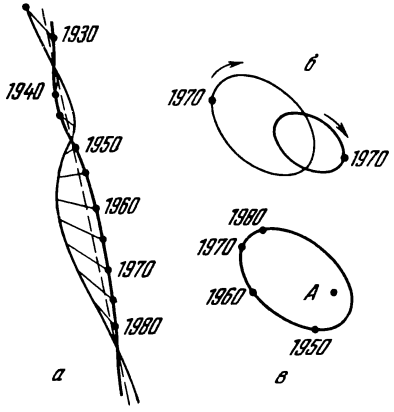


Рис. 10.4. Движение Сириуса и его спутника на небе (*а*), относительно центра масс (*б*) и спутника относительно главной звезды (*в*)

Визуально-двойные звезды. Как уже говорилось, двойные системы, двойственность которых обнаруживается при непосредственных наблюдениях в телескоп, называются *визуально-двойными*. Видимую орбиту звезды-спутника относительно главной звезды находят по длительным рядам наблюдений. С точностью до ошибок наблюдений эти орбиты всегда оказываются эллипсами (рис. 10.3). В некоторых случаях на основании сложного собственного движения одиночной звезды относительно звезд фона можно судить о наличии у нее спутника, который невидим либо вследствие близости к главной звезде, либо из-за своей значительно меньшей светимости («темный» спутник). Именно таким путем были открыты первые белые карлики — спутники Сириуса и Проциона, впоследствии обнаруженные визуально. Собственные движения и видимые орбиты Сириуса и его спутника изображены на рис. 10.4.

Видимая орбита визуально-двойной звезды является проекцией истинной орбиты на картинную плоскость. Поэтому для определения всех элементов орбиты прежде всего необходимо знать угол наклонения i. Этот угол можно найти, если видны обе звезды. Его определение основано на том, что в проекции на плоскость, перпендикулярную лучу зрения, главная звезда оказывается не в фокусе эллипса видимой орбиты, а в какой-то другой его внутренней точке. Положение этой точки однозначно определено углом наклонения i и долготой периастра ω. Таким образом, определение элементов i и ω, а также эксцентриситета e является чисто геометрической задачей. Элементы P, T и p получаются непосредственно

из наблюдений. Истинное значение большой полуоси орбиты a и видимое a' связаны формулой

$$a' = a\sqrt{1 - \sin^2\omega \sin^2 i}. \tag{10.1}$$

Из наблюдений a' и, следовательно, a получаются в угловой мере. Только зная параллакс звезды, можно найти значение большой полуоси в астрономических единицах (а. е.). В настоящее время зарегистрировано свыше 60 000 визуально-двойных систем. Примерно у 2 000 из них удалось обнаружить орбитальные движения с периодами от наименьшего 2,62 года у ε Ceti (Кита) до многих десятков тысяч лет. Однако надежные орбиты вычислены примерно для 500 объектов с периодами, не превышающими 500 лет.

Затменными переменными называются такие не разрешимые в телескопы тесные пары звезд, видимая звездная величина которых меняется вследствие периодически наступающих для земного наблюдателя затмений одного компонента системы другим. В этом случае звезда с большей светимостью называется *главной*, а с меньшей — *спутником*. Типичными примерами звезд этого типа являются звезды Алголь (β Персея) и β Лиры. Вследствие регулярно происходящих затмений главной звезды спутником, а также спутника главной звездой, суммарная видимая звездная величина затменных переменных звезд меняется периодически.

График, изображающий изменение видимой звездной величины системы со временем, принято называть *кривой блеска*. Момент времени, в который система имеет наименьшую видимую звездную величину, называется *эпохой максимума*, а наибольшую — *эпохой минимума*.

Разность звездных величин в минимуме и в максимуме называется амплитудой, а промежуток времени между двумя последовательными максимума или минимумами — *периодом затменной переменной*. У Алголя, например, период переменности равен $2^d20^h49^m$, а у β Лиры — $12^d21^h48^m$.

По характеру кривой блеска затменной переменной звезды можно найти элементы орбиты одной звезды относительно другой, относительные размеры компонентов, а в некоторых случаях даже получить представление об их форме. На рис. 10.5 показаны кривые блеска некоторых затменных переменных звезд вместе с полученными на их основании схемами движения компонентов. На всех кривых заметны два минимума: глубокий (*главный*), соответствующий затмению главной звезды спутником, и слабый (*вторичный*), возникающий, когда главная звезда затмевает спутник.

На основании детального изучения кривых блеска можно получить следующие данные о компонентах затменных систем.

1. Характер затмений (частное, полное или центральное) определяется наклонением i и размерами звезд. Когда $i = 90°$, затмение центральное, как у β Лиры. В тех случаях, когда диск одной звезды полностью перекрывается диском другой, в минимумах кривой блеска имеются характерные плоские участки (как у IH Кассиопеи), что говорит о постоянстве общего потока излучения системы в течение некоторого времени, пока меньшая звезда проходит перед или за диском большей. В случае только частных затмений минимумы острые (как у RX Геркулеса или β Персея).

2. На основании продолжительности минимумов находят радиусы компонентов R_1 и R_2, выраженные в долях большой полуоси орбиты, так как продолжительность затмения пропорциональна диаметрам звезд.

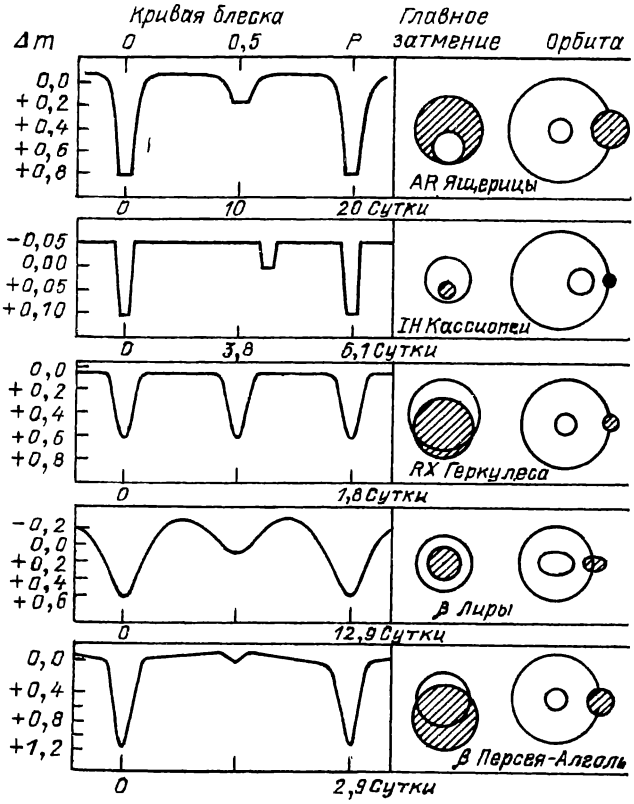


Рис. 10.5. Кривые блеска затменно-переменных звезд и схематическое положение звезд во время затмения

3. Если затмение полное, то по отношению глубин минимумов можно найти отношение светимостей, а при известных радиусах — также и отношение эффективных температур компонентов.

4. Отношение промежутков времени от середины главного минимума до середины вторичного минимума и от вторичного минимума до следующего главного минимума зависит от эксцентриситета орбиты e и долготы периастра ω. Точнее, момент наступления вторичного минимума зависит от произведения $e \cos \omega$. Если вторичный минимум лежит посередине между двумя главными минимумами (как у RX Геркулеса), то орбита симметрична относительно луча зрения и, в частности, может быть круговой. Асимметрия положения вторичного минимума позволяет найти значение $e \cos \omega$.

5. Наклон кривой блеска, иногда наблюдаемый между минимумами, позволяет количественно оценить эффект отражения одной звездой излучения другой. Этот эффект проявляется, например, у β Персея.

6. Плавное изменение кривой блеска, как, например, у β Лиры, говорит об эллипсоидальности звезд, вызванной приливным воздействием очень близких друг к другу компонентов двойных звезд. Примером таких систем являются β Лиры и W Большой Медведицы. В этом случае по кривой блеска можно установить форму звезд.

7. Детальный ход кривой блеска вблизи минимумов иногда позволяет судить о законе потемнения диска звезды к краю. Выявить этот эффект, как правило, очень трудно. Однако это единственный имеющийся в настоящее время метод изучения распределения яркости по дискам звезд (за исключением ближайших).

Итак, по виду кривой блеска затменной переменной в принципе можно определить следующие характеристики системы: i — наклонение орбиты, P — период, T_0 — эпоху главного минимума, e — эксцентриситет орбиты, ω — долготу периастра, R_1 и R_2 — радиусы компонентов, выраженные в долях большой полуоси, а для спектрально-двойных — в линейной мере; для звезд типа β Лиры — эксцентриситеты эллипсоидов, представляющих форму звезд.

Задача определения всех этих величин весьма сложна и далеко не всегда может быть решена до конца. Обычно по общему виду кривой блеска сначала грубо определяют тип и примерную ориентацию орбиты, после чего точно вычисляют элементы орбиты.

В настоящее время известно свыше 4 000 затменных переменных звезд различных типов. Минимальный известный период порядка минут, наибольший — 57 лет. Информация о затменных звездах становится более полной и надежной при дополнении фотометрических наблюдений спектральными.

Спектрально-двойные звезды. В спектрах некоторых звезд наблюдается периодическое раздвоение или колебание положения спектральных линий. Если эти звезды являются затменными переменными, то колебания линий происходят с тем же периодом, что и изменение блеска. При этом в моменты соединений, когда обе звезды движутся перпендикулярно к лучу зрения, отклонение спектральных линий от среднего положения равно нулю (рис. 10.6, точки a и b). В остальные моменты времени наблюдается раздвоение спектральных линий, общих для

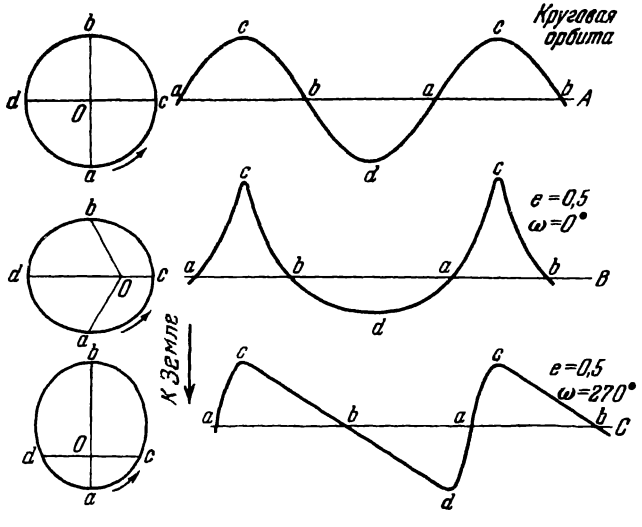


Рис. 10.6. Кривые лучевых скоростей в зависимости от формы и ориентации орбит спектрально-двойных звезд

спектров обеих звезд. Максимального значения раздвоение линий достигает при наибольшей лучевой скорости компонентов, одного — в направлении к наблюдателю, а другого — от него. Если наблюдаемый спектр принадлежит только одной звезде (а спектр второй не виден из-за ее слабости), то вместо раздвоений линий наблюдается их смещение то в красную, то в синюю часть спектра. Зависимость лучевой скорости от времени, определенная по смещениям линий, называется *кривой лучевых скоростей*. Для каждого случая, изображенного на рис. 10.6, справа приведены соответствующие кривые лучевых скоростей. Форма кривой лучевой скорости определяется только двумя параметрами: эксцентриситетом орбиты e и долготой периастра ω. Таким образом, комбинацию этих двух параметров, или оба их по отдельности, можно определить, если известна кривая лучевых скоростей.

Звезды, двойственность которых может быть установлена только на основании спектральных наблюдений, называются *спектрально-двойными*. В отличие от затменных переменных звезд, у которых плоскости их орбит составляют весьма малые углы с лучом зрения ($i \approx 90°$), спектрально-двойные звезды могут наблюдаться и в тех случаях, когда этот угол много больше, т. е. когда i сильно отличается от 90°. И только если плоскость орбиты близка к картинной плоскости, движение звезд не вызывает заметного смещения линий, и тогда из спектральных наблюдений двойственность звезды обнаружена быть не может.

Если плоскость орбиты проходит через луч зрения ($i = 90°$), то наибольшее смещение спектральных линий позволяет определить значения полной скорости V движения звезд относительно центра масс системы в двух диаметрально противоположных точках орбиты. Эти значения являются экстремумами кривой лучевых скоростей. Поскольку долгота периастра и эксцентриситет известны из вида кривой лучевых скоростей, по теории кеплеровского движения удается определить все элементы орбиты.

Если $i \neq 90°$, то получаемые из наблюдений значения лучевых скоростей равны $V_r = V \sin i$. Поэтому, хотя спектроскопически могут быть найдены абсолютные значения линейных параметров орбиты (выраженные в километрах), все они содержат неопределенный множитель $\sin i$, который нельзя получить из спектроскопических наблюдений. Действительно, линейная величина, скажем большая полуось орбиты a, может быть получена из теории кеплеровского движения на основе формул (2.5) и (2.6), связывающих экстремальные скорости, большую полуось и эксцентриситет. Но если $i \neq 90°$, то все наблюдаемые скорости равны действительным, умноженным на $\sin i$, поскольку, как это видно из рис. 10.2, угол между плоскостью орбиты и лучом зрения составляет $90° - i$.

Из сказанного ясно, что в тех случаях, когда кривая лучевых скоростей известна для затменной переменной звезды (для которой можно определить i), получаются наиболее полные и надежные элементы орбиты и характеристики звезд. При этом все линейные величины определяются в километрах. Удается найти не только размеры и формы звезд, но даже и их массы.

В настоящее время известно около 2 500 звезд, двойственная природа которых установлена только на основании спектральных наблюдений. Примерно для 750 из них удалось получить кривые лучевых скоростей, позволяющие найти периоды обращения и форму орбиты.

§ 10.3. Спектры и светимости звезд

Уже при первом знакомстве со звездным небом обращает на себя внимание различие цвета звезд. Гораздо сильнее это различие выявляется при рассмотрении

спектров. Звезды имеют непрерывные спектры, на которые накладываются абсорбционные спектральные *линии поглощения*. В спектрах некоторых звезд, кроме того, наблюдаются яркие *эмиссионные линии*.

Важнейшие различия спектров звезд заключаются в количестве и интенсивности наблюдаемых спектральных линий, а также в распределении энергии в непрерывном спектре.

Спектральная классификация начала разрабатываться еще до того, как было объяснено возникновение звездных спектров. При этом сразу же стало ясно, что важнейшие их особенности связаны с различием физических свойств звезд.

Спектры большинства звезд эмпирически удалось расположить в виде последовательности, вдоль которой линии одних химических элементов постепенно ослабевают, а других — усиливаются. Сходные между собой спектры объединяются в *спектральные классы*. Тонкие различия между ними позволяют выделить подклассы. Дальнейшие исследования показали, что звезды, принадлежащие различным спектральным классам, отличаются своими температурами.

Интенсивности некоторых спектральных линий в спектрах звезд настолько чувствительны к температуре, что, грубо говоря, ее можно оценить «на глаз» по одному только внешнему виду спектрограммы, не производя специальных фотометрических измерений. Количественным критерием принадлежности звезды к тому или иному спектральному классу или подклассу является отношение интенсивностей определенных спектральных линий.

Этот принцип спектральной классификации впервые был удачно применен в начале XX столетия в Гарвардской обсерватории США. Гарвардская классификация звезд легла в основу современной спектральной классификации.

В гарвардской классификации *спектральные типы* (*классы*) обозначены буквами латинского алфавита: O, B, A, F, G, K и M. Поскольку в эпоху разработки этой классификации связь между видом спектра и температурой не была еще известна, то после установления соответствующей зависимости пришлось изменить порядок спектральных классов, который первоначально совпадал с алфавитным расположением букв. Перейдем к описанию спектральных классов. Примеры соответствующих спектрограмм приведены на рис. 10.7.

Класс O. О высокой температуре звезд этого класса можно судить по большой интенсивности ультрафиолетовой области непрерывного спектра, вследствие чего

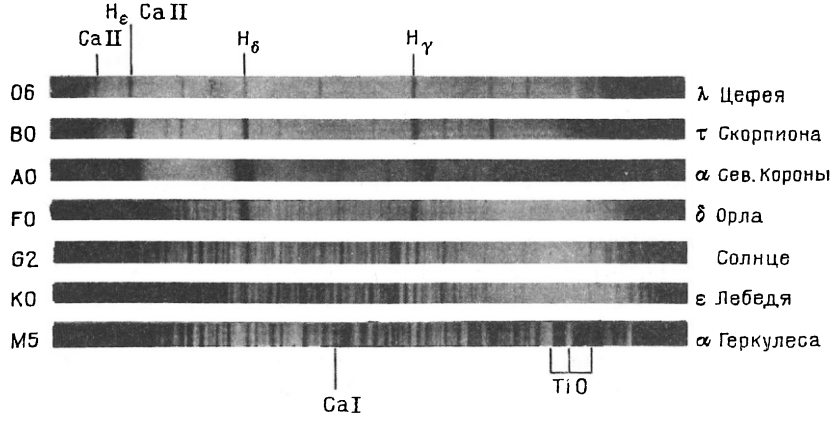


Рис. 10.7. Спектры звезд различных спектральных классов

свет этих звезд кажется голубоватым. Наиболее интенсивны линии ионизованного гелия и многократно ионизованных некоторых других элементов (углерода, кремния, азота, кислорода). Наблюдаются слабые линии нейтрального гелия и водорода.

Класс B. Линии нейтрального гелия достигают наибольшей интенсивности. Хорошо видны линии водорода и некоторых ионизованных элементов. Цвет голубовато-белый. Типичная звезда — α Девы (Спика).

Класс A. Линии водорода достигают наибольшей интенсивности. Хорошо видны линии ионизованного кальция, наблюдаются слабые линии других металлов. Цвет звезд белый. Типичные звезды — α Лиры (Вега) и α Большого Пса (Сириус).

Класс F. Линии водорода становятся слабее. Усиливаются линии ионизованных металлов (особенно кальция, железа, титана). Цвет слегка желтоватый. Типичная звезда — α Малого Пса (Процион).

Класс G. Водородные линии не выделяются среди многочисленных линий металлов. Очень интенсивны линии ионизованного кальция. Цвет звезды желтый. Типичный пример — Солнце.

Класс K. Линии водорода не заметны среди очень интенсивных линий металлов. Фиолетовый конец непрерывного спектра заметно ослаблен, что свидетельствует о сильном уменьшении температуры по сравнению с ранними классами (O, B, A). Цвет звезды красноватый, как, например, у α Волопаса (Арктур) и α Тельца (Альдебаран).

Класс M. Красные звезды. Линии металлов ослабевают. Спектр пересечен полосами поглощения молекул окиси титана и других молекулярных соединений. Типичная звезда — α Ориона (Бетельгейзе).

Кроме этих основных классов существуют дополнительные, являющиеся ответвлениями от одномерной последовательности у классов G и K. Относящиеся к ним звезды имеют аномальный химический состав, отличающийся от химического состава большинства других звезд. Первое ответвление происходит у класса G и содержит «углеродные» звезды.

Класс C, отличающийся от классов K и M наличием линий поглощения атомов углерода и полос поглощения углеродных молекул.

Второе ответвление происходит от класса K и содержит «циркониевые» звезды.

Класс S. Звезды этого класса отличаются от звезд класса M тем, что вместо полос окиси титана TiO у них присутствуют полосы окиси циркония (ZrO).

Таким образом, все перечисленные спектральные классы схематически можно расположить следующим образом:

$$\mathrm{O-B-A-F-G}\begin{matrix}\diagup\,\mathrm{C}\\ \\ \diagdown\,\mathrm{S}\end{matrix}\mathrm{-K-M}$$

Внутри каждого спектрального класса можно установить плавную последовательность подклассов, переходящих из одного в другой. Их обозначают цифрами от 0 до 9, которые ставятся после обозначения спектрального класса, например B8, A0, F5. Спектральный класс O подразделяется на подклассы от O5 до O9, или Oa, Ob, ..., Of. После таких обозначений ставятся дополнительные значки, если спектр звезды обладает теми или иными особенностями. Если в нем присутствуют эмиссионные линии, то это обозначается добавлением буквы e. Так, B5e означает звезду подкласса B5 с эмиссионными линиями в спектре. Звезды с большими радиусами и протяженными атмосферами часто отличаются глубокими узкими линиями; это отмечается буквой c (c (characteristic) — характеристика)

перед названием класса (cF0). Другие особенности в спектре звезды, не типичные для данного спектрального класса, отмечаются буквой p (peculiar) — пекулярные, т. е. особенные, спектры. Буква p ставится после названия класса (A5p).

Основы колориметрии. Наиболее полной информацией об излучении звезды является подробное распределение энергии в ее спектре, выраженное в абсолютных энергетических единицах. Кроме Солнца (§ 8.3), такое распределение удается получить лишь для небольшого числа близких звезд с известными диаметрами, методы определения которых мы рассмотрим в § 10.4. Для более далеких звезд, радиусы которых этими методами определить не удается, можно получить только более или менее надежные относительные распределения энергии в спектре. В обоих случаях оказывается, что звезды излучают далеко не по закону Планка, причем отличия нередко очень сильны. На рис. 10.8 приведены в качестве примера распределения энергии в спектрах некоторых звезд.

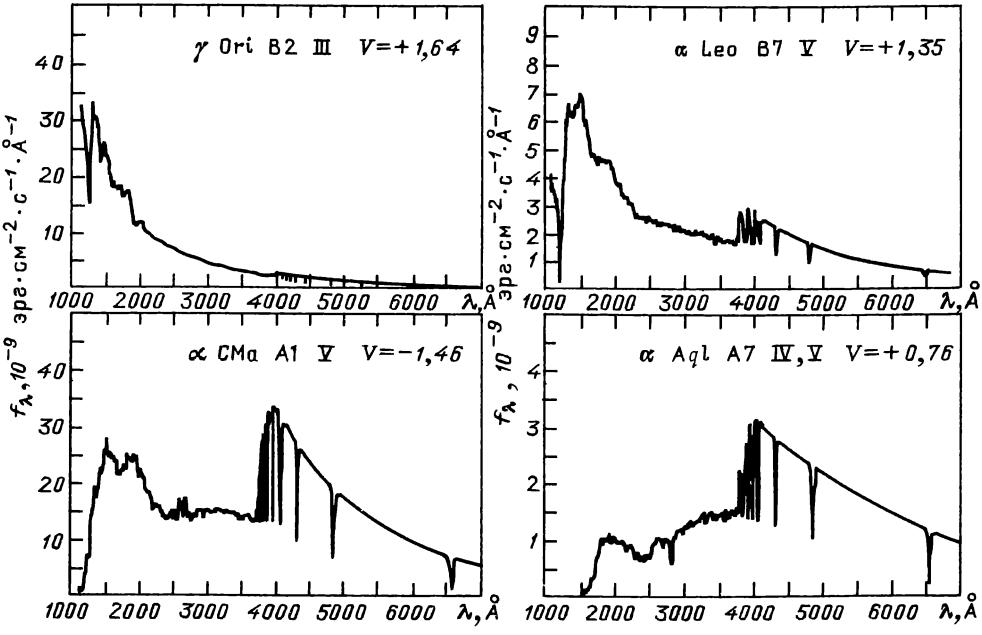


Рис. 10.8. Распределение энергии в спектрах звезд. Римские цифры — классы светимости (см. § 10.4)

Излучение слабых звезд удается регистрировать лишь в широких участках спектра, используя те или иные светофильтры, чаще стеклянные, а также интерференционные (§ 7.5). Вместе с соответствующим приемником излучения (§ 7.4) фильтры позволяют из всего излучения звезды выделять некоторую спектральную область, которая определяет *фотометрическую систему* данной комбинации.

Для каждой фотометрической системы тщательно исследуется зависимость ее спектральной чувствительности (эффективности) от длины волны излучения. Эта зависимость характеризуется *кривой спектральной чувствительности*. На рис. 10.9 приведены три кривые наиболее известной современной фотоэлектрической системы звездных величин UBV. Эти буквы одновременно обозначают как сами спектральные

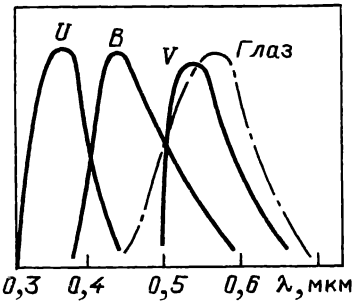


Рис. 10.9. Кривые спектральной чувствительности стандартной системы UBV. Максимумы кривых соответствуют длинам волн 350, 435 и 555 нм

полосы (ультрафиолетовая, синяя, визуальная), так и выраженные в звездных величинах значения соответствующих световых потоков.

Каждая из спектральных полос фотометрической системы характеризуется длиной волны, на которую приходится максимум спектральной чувствительности (*эффективная длина волны*), а также интервалом длин волн, в пределах которого пропускание не менее 50 % максимального (*полуширина полосы пропускания*).

Международная система UBV реализуется фотометрическими или фотографическими методами с применением специально подобранных светофильтров, обеспечивающих спектральные области с эффективными длинами волн 3 500 Å (U), 4 350 Å (B) и 5 550 Å (V) и соответствующими полуширинами около 400, 1 000 и 800 Å. Последние две области близки к употреблявшимся ранее фотографической и визуальной (глазомерной) системам.

В настоящее время система UBV распространена на красную и инфракрасную области спектра. Кроме того, существуют и другие фотометрические системы, разработанные на различных обсерваториях (Женева, Вильнюс и др.).

Для определения звездных величин в данной системе (при соответствующей комбинации светофильтра и приемника излучения) сравниваются световые потоки от исследуемых звезд и от звезд сравнения, принятых в качестве стандартов.

Результаты звездной фотометрии, полученные в различных фотометрических системах, с успехом могут быть использованы наряду со спектральной классификацией для определения температур звезд. Это основано на том факте, что положение основного (в видимой области) максимума на кривой распределения энергии в спектре звезды, т. е. фактически ее цвет, зависит от температуры. Как правило, закон Планка неприменим к излучению звезд. Поэтому соответствующая зависимость далеко не такая простая, как закон Вина (6.32), и ее можно найти только путем специальных исследований, выполняемых отдельно для звезд различных типов.

Обычно рассматривают не длину волны максимума излучения, а некоторую объективную характеристику цвета звезды, называемую *показателем цвета*, и устанавливают эмпирическую зависимость ее от эффективной температуры, характеризующей, как мы помним, плотность потока излучения звезды, т. е. мощность излучения участка атмосферы единичной площади. Судить о цвете можно, сравнивая потоки излучения в различных областях спектра. Поэтому показатель цвета определяется как разность между звездными величинами, измеренными в двух каких-либо фильтрах данной системы. В системе, UBV обычно пользуются двумя показателями цвета — основным $(B - V)$ и ультрафиолетовым $(U-B)$:

$$B-V = m_B - m_V, \quad U-B = m_U - m_B, \tag{10.2}$$

где m_U, m_B, m_V — звездные величины, измеренные через соответствующие светофильтры.

Поскольку шкала звездных величин определяется через отношение освещенностей, а нуль-пункт ее выбирается произвольно (см. § 6.3), в такой же степени оказывается произвольным и нуль-пункт шкалы показателей цвета. Условились считать, что показатели цвета равны нулю для близких звезд класса A0. Показатели

цвета звезд более горячих, чем класс A (сильнее излучающих в фотографической области спектра), окажутся отрицательными. Наоборот, показатели цвета звезд более поздних спектральных классов, чем A, положительны, так как они сильнее излучают в видимой области спектра. В табл. 10.1 приведены примерные значения показателей цвета звезд различных спектральных классов.

Таблица 10.1. Зависимость между показателем цвета и спектральным классом

Спектральный класс	Отличительные особенности спектра	B–V	Эффективная температура в тыс. K	Цвет
O	Линии поглощения He^+, He, H и ионизованных C, Si, N, O	−0,3	40–28	Голубоватый
B	Линии нейтрального He достигают наибольшей интенсивности	−0,2	28–10	Белый с голубоватым оттенком
A	Линии H достигают наибольшей интенсивности	0,0	10–7	Белый
F	Линии H слабеют, линии Ca^+ и металлов усиливаются	0,4	7–6	Желтовато-белый
G	Интенсивны линии металлов: Ca^+, Fe, Ti и др.	0,6	6–5	Желтый
K	Линии металлов очень интенсивны. Появляются молекулярные полосы	1,0	5–3,5	Оранжевый
M	Сильные полосы поглощения молекулярных соединений (особенно TiO)	1,5	3,5–2,5	Красный
C	Молекулярные полосы поглощения C_2 и его соединений CH, CO, CN	1,5	–"–	Красный
S	Полосы поглощения ZrO	1,5	–"–	Красный

Определение показателей цвета звезд называется *колориметрией*. Ее целью является не только измерение показателей цвета различными методами, но и установление связи между этими характеристиками и температурой.

Абсолютные звездные величины и светимости звезд. Видимые звездные величины ничего не говорят ни об общей энергии, излучаемой звездой, ни о яркости ее атмосферы. Действительно, вследствие различия в расстояниях, маленькая, сравнительно холодная звезда только из-за своей относительно большой близости к нам может иметь значительно меньшую видимую звездную величину (т. е. казаться ярче), чем далекий горячий гигант.

Если расстояния до двух звезд известны (см. § 3.3), то по звездным величинам можно сравнивать мощность их излучения. Для этого достаточно освещенности, создаваемые этими звездами, отнести к некоторому стандартному расстоянию. В качестве такого расстояния принимается 10 пк.

Звездная величина, которую имела бы звезда, если ее наблюдать с расстояния в 10 пк, называется *абсолютной звездной величиной*. Таким образом, абсолютная звездная величина — это мощность излучения звезды, измеренная в шкале звездных

величин. Как и видимые, абсолютные звездные величины могут быть визуальными, фотографическими и т. д.

Пусть видимая звездная величина некоторой звезды равна m, а расстояние ее от наблюдателя составляет r пк. По определению звездная величина с расстояния 10 пк будет равна абсолютной звездной величине M. Применяя к m и M формулу (6.8), получим

$$0{,}4(m - M) = \lg \frac{E_0}{E}, \tag{10.3}$$

где E и E_0 — соответственно освещенности от звезды с расстояния r пк и 10 пк. Поскольку освещенности обратно пропорциональны квадратам расстояний, то

$$\frac{E_0}{E} = \frac{r^2}{100}. \tag{10.4}$$

Подставляя (10.4) в (10.3), получим

$$0{,}4(m - M) = 2 \lg r - 2, \tag{10.5}$$

или

$$M = m + 5 - 5 \lg r. \tag{10.6}$$

Формула (10.6) позволяет найти абсолютную звездную величину M, если известна видимая звездная величина объекта m и расстояние до него r, выраженное в парсеках. Если, наоборот, абсолютная звездная величина известна, то, зная видимую звездную величину, из выражения (10.6) легко найти расстояние, выраженное в парсеках,

$$\lg r = 1 + 0{,}2(m - M). \tag{10.7}$$

Величина $(m - M)$ называется *модулем расстояния*.

Так как годичный параллакс светила π и расстояние до него r в парсеках связаны соотношением $r = 1/\pi$ (см. § 3.3), то формулу (10.6) можно привести к другому виду:

$$M = m + 5 + 5 \lg \pi. \tag{10.8}$$

В качестве примера найдем абсолютную визуальную (т. е. в полосе V) звездную величину Солнца. Его видимая визуальная звездная величина $m_V = -26{,}8^m$ (см. § 6.3). Расстояние до Солнца $r_\odot = 1$ а. е. $= 1/206\,265$ пк. Подставляя $m_\odot$ и $\lg r_\odot$ в формулу (10.6), получаем

$$M_V^\odot = -26{,}8^m + 5^m + 26{,}6^m = 4{,}8^m.$$

При определении звездной величины (например в полосе B) непосредственно из наблюдений регистрируется только та часть излучения, которая прошла сквозь земную атмосферу, данную оптическую систему и зарегистрирована приемником излучения. Однако часть излучения звезды поглощается или рассеивается в земной атмосфере, в объективе телескопа, в оптической системе и в регистрирующем приборе. При этом ослабление происходит по-разному в различных участках спектра. Чтобы найти полное излучение во всем спектре, необходимо к результатам измерений прибавить поправку, учитывающую излучение, не воспринятое приемником. Звездная величина, определенная с учетом излучения во всех участках спектра, не ослабленного поглощением в атмосфере и приборе, называется *болометрической*.

Разность между болометрической звездной величиной и звездной величиной в полосе V называется *болометрической поправкой* BC (bolometric correction):

$$\mathrm{BC} = m_{\mathrm{bol}} - m_V = M_{\mathrm{bol}} - M_V. \tag{10.9}$$

Болометрические поправки раньше вычислялись теоретически. Теперь для этой цели привлекаются результаты внеатмосферных измерений излучения звезд в ультрафиолетовой, а также инфракрасной областях спектра.

Болометрическая поправка условно принимается равной нулю для тех звезд, которые излучают наибольшую долю своей энергии в видимой области спектра. Она зависит от эффективной температуры звезды T_{ef} и всегда отрицательна (табл. 10.2).

Таблица 10.2. Болометрические поправки для звезд главной последовательности

T_{ef}	BC	T_{ef}	BC
2 800	−2,30	6 580	−0,00
3 480	−1,19	7 400	−0,06
4 130	−0,60	8 500	−0,12
4 900	−0,19	9 900	−0,40
5 520	−0,07	15 500	−1,5
5 770	−0,07	28 000	−2,8
6 030	−0,03	40 000	−4,0

Болометрические поправки позволяют определить болометрические светимости тех звезд, для которых известны абсолютные звездные величины.

Пусть M_V — абсолютная визуальная звездная величина некоторой звезды, а BC — болометрическая поправка. Тогда болометрическая абсолютная величина звезды

$$M_{bol} = M_V + \mathrm{BC}. \tag{10.10}$$

Применим эту формулу к Солнцу, болометрическую поправку для которого примем, согласно табл. 10.2, равной

$$\mathrm{BC} = -0{,}07^m \approx -0{,}1^m.$$

Так как абсолютная визуальная звездная величина Солнца $M_V^\odot = 4{,}8^m$, его болометрическая абсолютная звездная величина

$$M_{bol}^\odot = 4{,}8^m - 0{,}1^m = 4{,}7^m.$$

Поток энергии, излучаемой звездой по всем направлениям, называется *светимостью*. Между светимостями L и абсолютными звездными величинами M должно выполняться то же соотношение, что и между E и m в формуле (6.8). Поэтому, если обозначить величины, относящиеся к Солнцу и к какой-либо звезде, соответственно значками $\odot$ и $*$, то получим

$$\lg \frac{L^*}{L^\odot} = 0{,}4(M^\odot - M^*). \tag{10.11}$$

Обычно светимость выражают в единицах светимости Солнца, т. е. $L^\odot = 1$; тогда

$$\lg L^* = 0{,}4(M^\odot - M^*). \tag{10.12}$$

В зависимости от вида звездных величин, входящих в эту формулу, получаем визуальные, фотографические или болометрические светимости. Для болометрических светимостей, подставляя значение $M_{bol}^\odot$ и учитывая (10.10), имеем

$$\lg L_{bol}^* = -0{,}4(M_V + \mathrm{BC} - 4{,}7^m). \tag{10.13}$$

§ 10.4. Статистические зависимости между основными характеристиками звезд

Диаграмма Герцшпрунга—Рессела. В самом начале XX в. датский астроном Герцшпрунг и несколько позже американский астрофизик Рессел установили существование зависимости между видом спектра (т. е. температурой) и светимостью звезд. Эта зависимость иллюстрируется диаграммой, по одной оси которой откладывается спектральный класс, а по другой — абсолютная звездная величина. Такая диаграмма называется *диаграммой спектр—светимость* или *диаграммой Герцшпрунга—Рессела* (рис. 10.10).

Вместо абсолютной звездной величины можно откладывать светимость в логарифмической шкале, а вместо спектральных классов — показатели цвета или непосредственно эффективную температуру. В последнем случае температуру принято откладывать в направлении справа налево, чтобы сохранить традиционный вид диаграммы, установившийся во времена, когда температурная зависимость не была еще изучена.

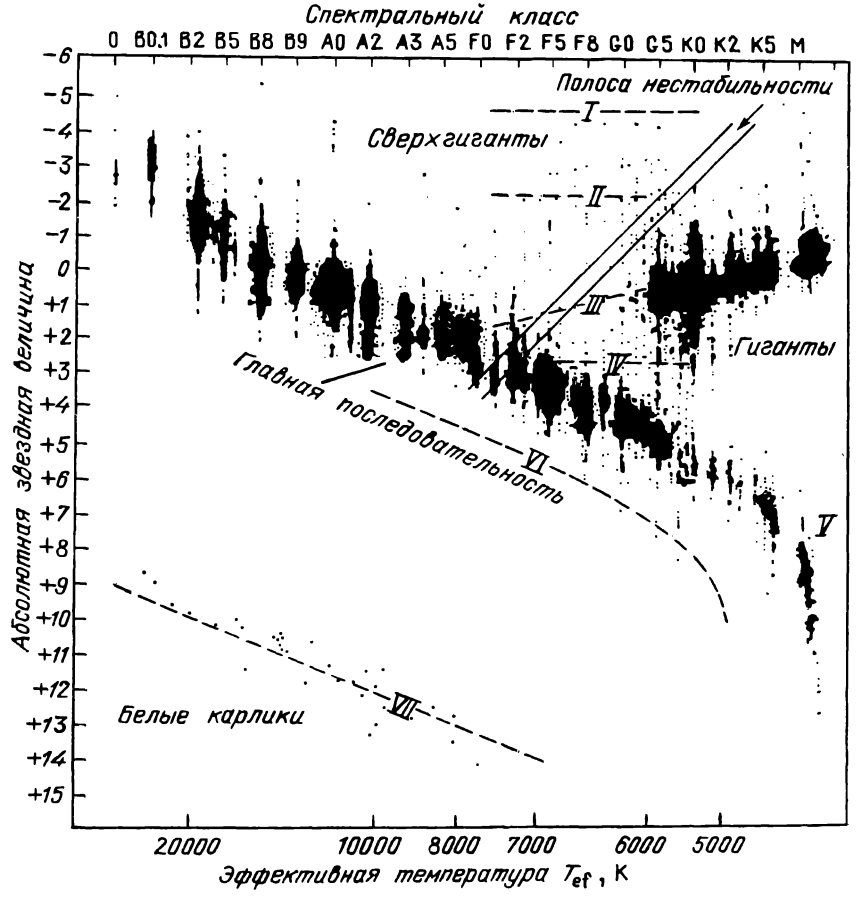


Рис. 10.10. Диаграмма спектр—светимость

Положение каждой звезды в той или иной точке диаграммы определяется ее физической природой и стадией эволюции. Поэтому на диаграмме Герцшпрунга—Рессела как бы запечатлена вся история рассматриваемой совокупности звезд. В этом огромное значение диаграммы спектр—светимость, которая является важнейшим инструментом исследования звезд. Анализ этой диаграммы позволяет выделить различные их группы, объединенные общими физическими свойствами, и установить зависимость между некоторыми их характеристиками, а также помогает в решении ряда других проблем.

Наиболее богатую звездами диагональ, идущую из верхнего левого угла в нижний правый, называют *главной последовательностью*. Вдоль нее расположены звезды, начиная от самых горячих (в верхней части) до наиболее холодных (в нижней). Их называют еще *карликами* в отличие от ярких звезд в верхней правой части диаграммы — *гигантов* и *сверхгигантов*. Немногочисленная цепочка звезд классов от A до M, расположенная параллельно и ниже главной последовательности, называется *субкарликами*.

Как видно из рис. 10.10, в целом звезды распределяются на диаграмме Герцшпрунга—Рессела весьма неравномерно. Это свидетельствует о существовании определенной зависимости между их светимостями и температурами. Наиболее четко это выражено для звезд главной последовательности. Однако внимательное изучение диаграммы позволяет выделить на ней ряд других последовательностей, правда обладающих значительно большей дисперсией, чем главная. Эти последовательности изображают индивидуальные зависимости светимости от температуры для звезд некоторых выделенных групп. Они называются *классами светимости* и обозначаются римскими цифрами от I до VII, которые ставятся после наименования спектрального класса. Таким образом, полная классификация спектров звезд оказывается двупараметрической. Один из параметров характеризует спектр (температуру), а другой — светимость.

Например, Солнце, относящееся к главной последовательности, попадает в V класс светимости. Его спектр обозначается как G2V. Эта классификация звезд называется йеркской или системой МК по имени разработавших ее сотрудников Йеркской обсерватории У. Моргана и Ф. Кинана.

Средние положения звезд различных классов светимости схематически изображены на рис. 10.10 штриховыми линиями.

Класс светимости I — *сверхгиганты*; эти звезды занимают на диаграмме спектр — светимость верхнюю часть и разделяются на несколько подклассов.

Класс светимости II — *яркие гиганты*.

Класс светимости III — *гиганты*.

Класс светимости IV — *субгиганты*.

Последние три класса расположены на диаграмме между областью сверхгигантов и главной последовательностью.

Класс светимости V — звезды *главной последовательности*.

Класс светимости VI — *субкарлики*. Они образуют последовательность, проходящую ниже главной примерно на полторы звездные величины, начиная от класса A0 к M.

Класс светимости VII — *белые карлики*. Они обладают весьма малой светимостью и занимают нижнюю часть диаграммы.

Принадлежность звезды к данному классу светимости устанавливается на основании специальных дополнительных признаков спектральной классификации. Так, например, сверхгиганты обладают, как правило, узкими и глубокими линиями (*c-характеристика*), в противоположность очень широким линиям белых карликов

(рис. 10.11). Карлики по своим спектрам отличаются от гигантов тем, что у них линии некоторых металлов относительно слабее, чем у гигантов тех же спектральных классов, в то время как интенсивности линий других металлов различаются значительно меньше. Спектры субкарликов, наоборот, отличаются слабостью всех металлических линий, что связано с меньшим содержанием металлов в этих звездах.

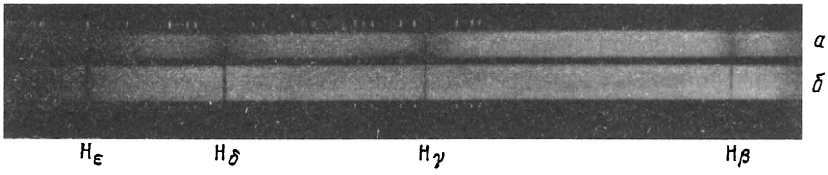


Рис. 10.11. Спектр белого карлика (*а*) и сверхгиганта (*б*)

Рассмотренные дополнительные критерии спектральной классификации, позволяющие определить класс светимости, могут служить основой для спектроскопического определения абсолютных звездных величин и тем самым расстояний по формуле (10.7), в которой необходимо учесть межзвездное поглощение света. Если последнее для расстояния r составляет $A(r)$ звездных величин, то окончательная формула для определения параллакса π, называемого *фотометрическим*, будет

$$\lg \pi = -1 - 0{,}2\left[M - m - A\ (r)\right].$$

Разновидностями фотометрических параллаксов являются *цефеидные параллаксы*, определяемые по зависимости период—светимость переменных звезд цефеид (см. § 10.8).

Фотометрические параллаксы могут быть определены для весьма удаленных объектов, что объясняет их исключительно важную роль в астрономии.

Шкала звездных температур. Обычно под температурой звезды понимают ее эффективную температуру (см. § 6.8). Для определения последней необходимо знать болометрическую светимость и радиус звезды. Достаточно точно обе эти величины, а следовательно, и эффективные температуры, измерены лишь для немногих звезд. Для остальных звезд эффективные температуры находят косвенными методами на основании изучения их спектров или показателей цвета с помощью шкалы эффективных звездных температур.

Шкалой эффективных температур называется зависимость цветовых характеристик излучения звезд, например спектрального класса или показателя цвета, от эффективной температуры.

Если известна шкала температур, то, определив из наблюдений спектральный класс или показатель цвета данной звезды, легко найти ее температуру. Температурная шкала определяется эмпирически по звездам с известными эффективными температурами, а также на основании теоретических расчетов моделей звезд.

Шкала эффективных температур звезд различных классов светимости приведена в табл. 10.3.

Определение размеров звезд. Непосредственные измерения радиусов звезд, за некоторыми исключениями, практически невозможны, так как все звезды настолько далеки от нас, что их угловые размеры меньше предела разрешения крупнейших телескопов. Угловые диаметры двух–трех десятков ближайших звезд

Таблица 10.3. Шкала эффективных температур звезд

Спектральный класс	Классы светимости					
	Главная последовательность, V		Гиганты, III		Сверхгиганты, I	
	Показатель цвета B–V	T_{ef}, K	Показатель цвета B–V	T_{ef}, K	Показатель цвета B–V	T_{ef}, K
O5	−0,35	40 000				
B0	−0,31	28 000			−0,21	
B5	−0,17	15 500				
A0	0,0	10 000			0,00	
A5	+0,16	8 500				
F0	0,30	7 400			+0,30	6 400
F5	0,45	6 600				
G0	0,57	6 600	+0,65	5 700	0,76	5 400
G5	0,70	5 400	0,84	5 000	1,06	4 700
K0	0,84	4 700	1,06	4 300	1,42	4 000
K5	1,11	4 000	1,40	3 600	1,71	3 400
M0	1,39	3 600	1,65	3 400	1,94	2 800
M5	1,61	3 000	+1,85	2 800	+2,15	
M8	+2,00	2 660				

определены с помощью специальных звездных интерферометров. Принцип работы этих приборов основан либо на интерференции света звезды, отраженного парой широко расставленных зеркал, как в интерферометре Майкельсона, либо на измерении согласованности (корреляции) флуктуаций интенсивности излучения звезды, регистрируемого двумя отдельными телескопами, как в интерферометре интенсивности Ханбери—Брауна.

В отдельных случаях для определения углового диаметра звезды удается использовать вид дифракционной картины, возникающей во время покрытия звезд Луной. Линейные радиусы можно определить у затменных переменных звезд по продолжительности затмения, как это отмечалось в § 10.2.

В 1970 г. был предложен новый метод определения угловых размеров объектов, находящихся на пределе разрешения телескопов. Этот метод получил название *спекл-интерферометрии*. Он основан на изучении зернистости множества мгновенных изображений, получающихся в фокусе телескопа (рис. 10.12 *а*). Зерна изображения (*спеклы*) непрерывно изменяются. Подвергая мозаику пятен статистической обработке, можно воссоздать усредненное изображение, искажаемое в каждый конкретный момент влиянием земной атмосферы. В частности, удается определить угловые размеры и даже детали на поверхности звезд. На рис. 10.12 *б* приведено полученное таким путем распределение яркости по диску звезды Бетельгейзе.

Если для звезды с известным расстоянием r каким-либо из описанных методов найден угловой диаметр d'', выраженный в секундах дуги, то ее линейный поперечник D вычисляется по формуле

$$D = \frac{d''}{206\,265''} r. \qquad (10.14)$$

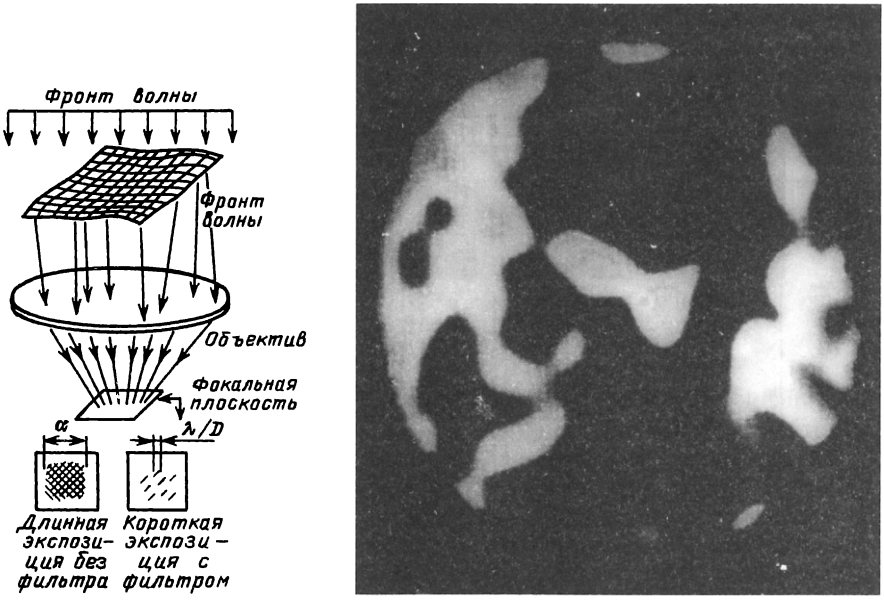


Рис. 10.12. Спекл-интерферометрия: *а* — схема прибора, *б* — восстановленное изображение звезды Бетельгейзе

Косвенным путем размеры звезды могут быть найдены в том случае, если известны ее болометрическая светимость L_{bol} и эффективная температура T_{ef}. Действительно, согласно определению эффективной температуры (§ 6.8), мощность излучения единицы площади поверхности звезды равна σT_{ef}^4. Полный поток, излучаемый всей звездой, получится, если умножить эту величину на площадь поверхности звезды $4\pi R^2$. Следовательно, светимость звезды

$$L_{\text{bol}} = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4. \tag{10.15}$$

Если теперь применить полученное выражение к Солнцу, светимость и радиус которого нам известны, то получим, обозначая через $T_\odot$ эффективную температуру Солнца,

$$L_\odot = 4\pi R_\odot^2 \sigma T_\odot^4. \tag{10.16}$$

Деля почленно равенства (10.15) и (10.16), находим

$$R = R_\odot \left(\frac{T_\odot}{T_{\text{ef}}}\right)^2 \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{1/2}, \tag{10.17}$$

или, логарифмируя,

$$\lg \frac{R}{R_\odot} = \frac{1}{2} \lg \frac{L}{L_\odot} + 2 \lg \frac{T_\odot}{T_{\text{ef}}}. \tag{10.18}$$

Обычно радиус и светимость звезды выражают в солнечных единицах ($L_\odot = 1$ и $R_\odot = 1$). Тогда

$$\lg R = \frac{1}{2} \lg L + 2 \lg \frac{T_\odot}{T_{\text{ef}}}. \tag{10.19}$$

Поперечники самых крупных звезд превосходят солнечный в 1 000 и более раз (у VV Цефея — в 1 600 раз). Звезда, открытая Лейтеном в созвездии Кита, в 10 раз меньше Земли по диаметру, а размеры нейтронных звезд (§ 10.11) порядка десятка километров.

Зависимость масса—светимость—радиус. Формула (10.19) связывает между собой три важные характеристики звезды — радиус, светимость и эффективную температуру. Вместе с тем, как мы уже знаем, имеется важная эмпирическая зависимость между спектром, т. е. фактически температурой, и светимостью (диаграмма Герцшпрунга—Рессела). Это значит, что три величины, входящие в формулу (10.19), не являются независимыми и для каждой последовательности звезд на диаграмме спектр—светимость можно установить определенное соотношение между спектральным классом (температурой) и радиусом. Для того чтобы сделать это соотношение наглядным, несколько изменим диаграмму спектр—светимость, изображенную на рис. 10.10. Будем откладывать вместо визуальной абсолютной звездной величины абсолютную болометрическую звездную величину, а вместо спектрального класса — логарифм соответствующей эффективной температуры. При этом общий характер диаграммы в основном сохранится. На такой диаграмме положения всех звезд, имеющих одинаковые радиусы, изобразятся прямыми линиями, поскольку зависимость между $\lg L_{\text{bol}}$ и T_{ef} в формуле (10.19) — линейная. На рис. 10.13 проведены линии постоянных радиусов, позволяющие легко находить размер звезды по ее светимости (абсолютной звездной величине) и спектру (эффективной температуре).

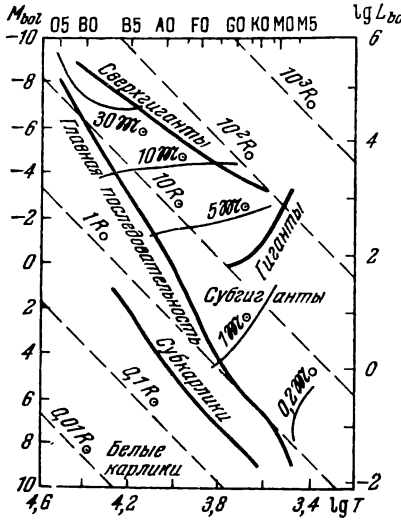


Рис. 10.13. Диаграмма абсолютная величина—эффективная температура— радиус

Из рис. 10.13 видно, что радиусы различных звезд меняются в пределах от сотен и даже тысяч $R_\odot$ у гигантов и сверхгигантов до 10^{-2}–$10^{-3} R_\odot$ у белых карликов. Таким образом, если температуры звездных атмосфер различаются всего лишь раз в 20, то различие радиусов звезд (даже без учета нейтронных звезд) достигает почти миллиона раз!

Замечательно, что на рис. 10.13 главная последовательность, а также, в меньшей степени, последовательность сверхгигантов изобразились почти прямыми линиями. Это позволяет установить для данных звезд эмпирическую зависимость между болометрической светимостью и радиусом. Так, например, для светимостей и радиусов большинства звезд главной последовательности, если выражать их в солнечных единицах, выполняется соотношение

$$L_{\text{bol}} = R^{5,2}. \tag{10.20}$$

Наиболее важная характеристика — масса, к сожалению, не может быть определена для одиночных звезд. Как мы уже видели, в некоторых случаях удается определить с помощью закона Кеплера массы компонентов двойных систем. По этому сравнительно небольшому числу звезд обнаружена важная эмпирическая

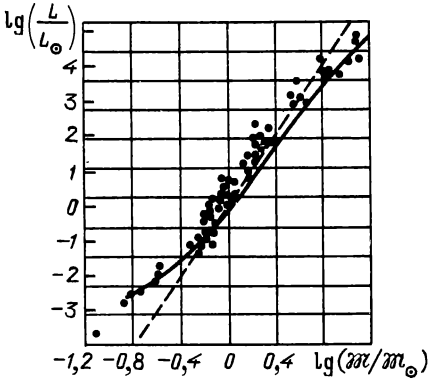


Рис. 10.14. Зависимость масса—светимость

зависимость между массой и болометрической светимостью (*зависимость масса — светимость*). Она изображена на рис. 10.14. В тех же единицах выражение

$$L_{\text{bol}} = \mathfrak{M}^{3,9} \qquad (10.21)$$

приближенно выполняется для большинства компонентов двойных систем звезд главной последовательности. Сплошная линия на рис. 10.14 — зависимость масса—светимость по результатам теоретических расчетов моделей звезд.

Из формулы 10.21 следует, что в верхней части главной последовательности находятся самые массивные звезды с массами в десятки раз большими, чем у Солнца: спектрально-двойная звезда Пласкетта (класс ObV) имеет массы компонентов $\mathfrak{M} \approx 60 \div 90\mathfrak{M}_\odot$. По мере продвижения вниз вдоль главной последовательности массы звезд убывают. У карликов поздних спектральных классов массы меньше солнечной. При $\mathfrak{M} \leqslant 0{,}07\mathfrak{M}_\odot$ вещество, по-видимому, не может стать звездой, а может сжаться только в планету. Массу, близкую к этому пределу, имеют вспыхивающие звезды типа UV Кита (§ 10.6), а спутники ε Эридана и 61 Лебедя с массами 0,006 и 0,008 $\mathfrak{M}_\odot$ по своей природе, по-видимому, близки к планетам, подобным Юпитеру, масса которого порядка 10^{-3} солнечной.

Пределы изменения основных параметров звезд. Зависимости между важнейшими характеристиками звезд, рассмотренные выше, большей частью найдены по ближайшим объектам, принадлежащим окрестности Солнца. Диаграмма на рис. 10.10 построена для звезд с хорошо известными расстояниями, а на рис. 10.15 отмечены лишь самые яркие звезды. Что касается наиболее точных значений масс звезд, то они могут быть получены только для компонентов двойных систем, между которыми в некоторых случаях, возможно, происходит обмен веществом.

Следовательно, найденные закономерности отражают определенную селекцию наблюдаемых объектов. Поэтому надежные значения параметров звезд можно получить, используя лишь наиболее многочисленные их группы.

Подавляющее большинство звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рессела расположено на главной последовательности,

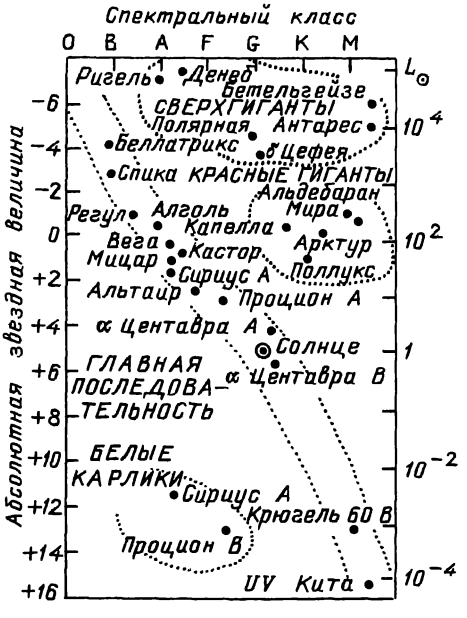


Рис. 10.15. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела для ближайших звезд

гигантов меньше примерно в 10 000 раз, а сверхгигантов меньше, чем гигантов, еще в 1 000 раз. Каждая из этих групп звезд характеризуется определенной зависимостью масса—светимость. Однако, в силу сказанного выше, наиболее достоверными являются данные для главной последовательности, относительная многочисленность объектов которой связана с наибольшей продолжительностью соответствующей фазы эволюции.

Для звезд главной последовательности выполняется четкая статистическая зависимость между светимостью и массой, хорошо согласующаяся с теоретической, полученной на основании расчета звездных моделей. Надежность этой зависимости, следующая из рис. 10.14, вместе со сравнительно небольшой дисперсией положений звезд на самой главной последовательности делают зависимость масса—светимость для звезд главной последовательности одной из самых замечательных эмпирических закономерностей природы, отражающей важные физические свойства звезд.

Однозначность этой зависимости приводит к очень важному выводу о том, что эволюция звезд, по крайней мере на ее наиболее продолжительном этапе, полностью определяется значением массы звезды. Разумеется, другим важным параметром является химический состав, который мы пока будем считать стандартным. О том, как сказывается на параметрах звезд уменьшение содержания металлов, можно судить по субкарликам, расположенным ниже главной последовательности примерно на $\Delta m = 1{,}5^m$.

Из соотношения масса—светимость для звезд следует, что диапазон их светимостей значительно превышает пределы возможных значений масс, а именно

$$0{,}1\mathfrak{M}_\odot \leqslant \mathfrak{M} \leqslant 10^2\mathfrak{M}_\odot,$$
$$10^{-6}L_\odot \leqslant L \leqslant 10^6 L_\odot.$$

Стационарных звезд с массами $\mathfrak{M} \geqslant 100\mathfrak{M}_\odot$ не наблюдается, хотя в принципе они могут существовать некоторое время как нестационарные объекты.

При исключительном разнообразии звезд поражает относительная узость диапазона наблюдаемых значений масс ($\sim 10^3$), причем в среднем массы звезд близки к массе Солнца. На фоне сильной вариации других параметров для многих оценок можно считать, что массы звезд примерно одинаковы и составляют около 10^{30} кг.

Наиболее яркие звезды на рис. 10.15, такие как Денеб (α Лебедя), Везен (δ Б. Пса) и четыре звезды в созвездии Ориона (β Ori — Ригель, ε Ori, ζ Ori и α Ori — Бетельгейзе), имеют абсолютные звездные величины до -7^m и -6^m. Их светимости в десятки тысяч раз превосходят солнечную. Менее известны несколько более далеких звезд, светимости которых достигают $2 \cdot 10^6 L_\odot$. Мощность свечения этих звезд почти 10^{40} эрг/с, или 10^{33} Вт.

Звезды с еще большими светимостями относятся уже к категории нестационарных, либо быстро теряющих массу, либо временами испытывающих вспышки, во время которых их светимости увеличиваются до 10^5–$10^6 L_\odot (M \approx -8^m, -10^m)$, как например, у P Лебедя или η Киля.

Как видно из рис. 10.13, радиусы гигантов и сверхгигантов в сотни и тысячи раз превосходят солнечный. Поскольку массы звезд различаются мало, это означает, что средние плотности звезд могут быть в миллиарды раз меньше, чем у Солнца. Такую плотность (10^{-9} г/см^3) имеет земная атмосфера на высоте около 100 км.

С другой стороны, наибольшей средней плотностью должны обладать звезды малых размеров, особенно белые карлики и нейтронные звезды, размеры которых соответственно тысячи и десятки километров, а средние плотности 10^8 и 10^{14} г/см^3.

Таким образом, несмотря на близкие значения масс, по средней плотности звезды различаются между собою чудовищным образом — в 10^{22}–10^{23} раз!

§ 10.5. Атмосферы звезд

Спектроскопическими методами удается наблюдать излучение главным образом фотосфер и в некоторых случаях хромосфер и корон звезд. Для изучения физических условий в звездных атмосферах в принципе применимы те же методы, что и для исследования солнечной фотосферы. Однако из наблюдений звезды, как правило, невозможно установить распределение яркости по ее диску. Поэтому определение изменения температуры с оптической глубиной может быть выполнено только теоретически. Как мы видели на примере Солнца, конкретные свойства фотосферы зависят от эффективной температуры, массы и радиуса звезды. В § 8.5 было показано, что шкала высоты находится по формуле

$$H = \frac{\mathrm{R_g} T}{\mu g},$$

где $\mathrm{R_g}$ — универсальная газовая постоянная, а g — ускорение свободного падения. Если R — радиус звезды, то

$$g = \frac{G\mathfrak{M}}{R^2}.$$

Из этих соотношений следует, что если бы температуры и массы звезд были одинаковы, протяженность их атмосфер была бы пропорциональна квадрату их радиуса. В действительности, благодаря наличию зависимости масса—светимость—радиус, она оказывается пропорциональной R в степени несколько выше первой. В итоге звезды верхней части диаграммы спектр—светимость (с наибольшими радиусами) обладают самыми протяженными атмосферами. У гигантов поздних спектральных классов протяженность фотосфер больше, чем у Солнца, в сотни раз, а у сверхгигантов — в тысячи и десятки тысяч раз.

Поэтому, если протяженность солнечной фотосферы всего лишь несколько сотен километров, то у звезд главной последовательности ранних спектральных классов она достигает тысячи километров, у гигантов — десятков тысяч, а у сверхгигантов — миллионов километров. С другой стороны, белые карлики, масса которых чуть меньше солнечной, по своим размерам примерно в сто раз меньше Солнца, а протяженность их атмосфер в десять тысяч раз меньше солнечной и составляет около десяти метров (одна миллионная доля радиуса!).

Теперь рассмотрим плотности атмосфер различных звезд. Для определения плотности ρ солнечной фотосферы мы воспользовались в § 8.8 тем соображением, что вещество, содержащееся в слое атмосферы толщиной H, должно обладать заметной непрозрачностью (иметь оптическую толщину $\tau \approx 1$). Иными словами

$$\rho = \frac{1}{\varkappa H}. \tag{10.22}$$

Если бы непрозрачность вещества во внешних слоях у всех звезд была одинакова, то плотности были бы обратно пропорциональны протяженностям H. Но непрозрачность вещества сильно зависит от температуры и, что особенно

важно, от давления, определяемого силой тяжести. Чем больше сила тяжести, а следовательно, и давление, тем сильнее непрозрачность. Однако мы только что видели, что протяженность как раз обратно пропорциональна силе тяжести. Поэтому произведение $\varkappa H$, входящее в формулу (8.16), а также плотность фотосфер звезд должны меняться мало.

Действительно, фотосферы гигантов и сверхгигантов всего лишь раз в 10 разреженнее солнечной, в то время как самые внешние слои белых карликов только в 10 раз плотнее. Таким образом, плотность звездных фотосфер заключена в сравнительно узких пределах от 10^{-8} до 10^{-6} г/см^3. Это близко к средней плотности гигантов и сверхгигантов и в десятки тысяч раз меньше плотности воздуха на уровне моря. Близость значений плотности фотосфер различных звезд объясняется тем, что фактически это плотность слоев, где вещество становится непрозрачным к видимому излучению.

Как и у Солнца, у большинства звезд существуют внешние слои атмосферы — звездные хромосферы и короны, в которых происходит температурная инверсия.

Хромосферы звезд особенно плотны и протяженны у красных холодных карликов. О них можно судить по хромосферным эмиссионным линиям в спектре звезды, особенно водородной H_α и H и K Ca II.

Короны горячих звезд наблюдаются по эмиссионным запрещенным линиям в спектре. Однако настоящее исследование корон звезд стало возможным только благодаря внеатмосферным наблюдениям их рентгеновского излучения, главным образом со спутника ХЕАО-Би, названного орбитальной обсерваторией «Эйнштейн» и оборудованного 60-сантиметровым рентгеновским телескопом косого падения (1978 г., США).

Рентгеновское излучение в диапазоне 0,1–4,5 кэВ зарегистрировано от близких звезд всех спектральных классов. Наибольшие потоки излучения обнаружены у звезд спектральных классов O5, F5 и M0, что свидетельствует о протяженности корон этих звезд. Обнаружено, что особенно мощные короны имеются у быстро вращающихся звезд. По-видимому, это связано с обусловленным вращением усилением магнитных полей и развитием явлений, подобных солнечной активности.

У звезд поздних спектральных классов, как и у Солнца, возникновение корон, по-видимому, связано с конвективными зонами (см. § 8.9), а звездный ветер обусловлен гидродинамическим расширением, начинающимся с расстояний в несколько радиусов звезды. При этом темп потери массы сравнительно мал ($\sim 10^{-14}\mathfrak{M}_\odot$ в год для Солнца).

Однако у горячих звезд причина возникновения корон иная: она связана с разлетом наружу от звезды горячих оболочек с ускорением, обусловленным световым давлением. Этот звездный ветер, по-видимому, включает «холодные» изолированные облака, подобные солнечным протуберанцам. Перед такими быстрыми облаками возникают фронты ударных волн, за которыми газ может нагреваться до нескольких миллионов кельвинов. Скорость потери массы у горячих звезд значительно больше, чем у Солнца (10^{-7}–$10^{-6}\mathfrak{M}_\odot$ в год). Поэтому звездный ветер играет существенную роль в эволюции всех массивных звезд. С другой стороны, приток массы в межзвездную среду является существенным фактором ее эволюции.

Мы рассмотрели атмосферы групп звезд, занимающих различное положение на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. В качестве итога в табл. 10.4 приведены основные характеристики типичных представителей этих групп (вместе с данными об их внутреннем строении, которое мы рассмотрим в следующих параграфах). Три первые строки табл. 10.4 представляют звезды главной последовательности. Это B0, G2 (Солнце), и M0. Четвертая строка — типичный красный гигант с массой несколько

Таблица 10.4. Физические параметры типичных звезд

Основные характеристики				Условия в центре звезды		Основной источник энергии	Условия в фотосфере		
Класс звезды	Масса ($\mathfrak{M}_\odot = 1$)	Светимость ($L_\odot = 1$)	Радиус ($R_\odot = 1$)	T_0, К	ρ_0, г/см^3		H, км	T, К	ρ, г/см^3
B0 V	10	$5 \cdot 10^3$	4	$3 \cdot 10^7$	8	CNO	1 000	20 000	10^{-9}
G2 V	1	1	1	$1{,}4 \cdot 10^7$	100	H+H	180	6 000	10^{-7}
M0 V	0,5	0,4	0,4	10^7	80	H+H	160	3 300	$3 \cdot 10^{-7}$
K0 III	1,3	$2 \cdot 10^2$	20	$4 \cdot 10^7$	$3{,}5 \cdot 10^5$	Слоевой	20 000	4 100	10^{-8}
A0 VII	0,9	10^{-3}	10^{-2}	10^7	$1{,}5 \cdot 10^7$	Тепловой	0,01	10 000	10^{-6}

большей, чем у Солнца. Наконец последняя строка — представитель белых карликов, занимающих самое нижнее положение на диаграмме спектр—светимость.

Следует иметь в виду, что все числа, приведенные в табл. 10.4 являются результатом довольно грубых расчетов, к тому же округленных для удобства запоминания.

§ 10.6. Начальная стадия эволюции звезд

Согласно современным представлениям, звезды рождаются из газопылевой диффузной среды в результате процесса *гравитационного сжатия* отдельных газовых облаков под действием собственного тяготения.

Гравитационное сжатие начинается в наиболее плотных областях межзвездного газа, в котором несколько процентов вещества сосредоточено в твердых частицах, называемых *межзвездной пылью* (см. § 11.7). Сжатие возникает как следствие *гравитационной неустойчивости*, идея которой была высказана еще Ньютоном. Английский астроном Д. Джинс показал, что бесконечная однородная среда неустойчива: сжатие, начавшееся в достаточно больших масштабах, будет продолжаться за счет гравитации. Минимальный критический размер области, начиная с которого возможно самопроизвольное сжатие, называется *длиной волны Джинса*.

Рассмотрим задачу о сжатии облака конечного размера λ, занимающего объем λ^3. Пусть это облако однородно и всюду обладает плотностью $\rho = nm$, где n — концентрация частиц со средней массой m (m — порядка массы атома водорода). Тогда масса, соответствующая масштабу λ, составит

$$\mathfrak{M} \sim \rho\lambda^3. \tag{10.23}$$

Облако под действием собственной гравитации начнет сжиматься при условии, что его полная энергия отрицательна. Полная энергия E_0 состоит из отрицательной энергии $E_{\text{грав}}$ взаимодействия всех частиц, образующих облако, и положительной тепловой энергии этих частиц. Поэтому критерий Джинса можно записать так:

$$E_0 = E_{\text{грав}} + E_{\text{тепл}} < 0. \tag{10.24}$$

Условие (10.24) означает, что силы гравитации, стремящиеся сжать облако, превосходят силы газового давления, стремящиеся его рассеять.

Для числовой оценки критических значений λ и $\mathfrak{M}$ примем, что тепловая энергия всех частиц в соответствии с формулами (6.11 а) и (6.16) составляет

$$E_{\text{тепл}} = \frac{3}{2} nkT\lambda^3 \approx \rho (v^*)^2 \lambda^3 \approx \mathfrak{M}(v^*)^2, \tag{10.25}$$

в то время как гравитационная примерно равна

$$E_{\text{грав}} \approx -\frac{G\mathfrak{M}^2}{\lambda} \approx -G\rho^2\lambda^5, \tag{10.26}$$

если использовать формулу (2.17).

Подставив $E_{\text{тепл}}$ и $E_{\text{грав}}$ в условие (10.24) с учетом (6.12), получим оценки для критических значений λ и $\mathfrak{M}$

$$\lambda \geqslant \lambda_J = \frac{v^*}{\sqrt{G\rho}} \approx \sqrt{\frac{2\mathrm{R_g}T}{\mu G\rho}} \quad \text{и} \quad \mathfrak{M} \geqslant \mathfrak{M}_J = \rho\lambda_J{}^3 \approx \left[\frac{2\mathrm{R_g}T}{\mu G\rho^{1/3}}\right]^{3/2}. \tag{10.27}$$

В эти формулы входит температура T в K и концентрация частиц n — в см^{-3}.

Если λ_J измерять в парсеках, а $\mathfrak{M}_J$ в массах Солнца, то выражения (10.27) примут вид

$$\lambda_J = 10\sqrt{\frac{T}{n}} \quad \text{и} \quad \mathfrak{M}_J = 40\sqrt{\frac{T^3}{n}}. \tag{10.28}$$

Заметим, что время

$$t_D = \frac{\lambda_J}{v^*} \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho}}, \tag{10.29}$$

за которое сжимается газовое облако, называется *временем свободного падения* или *динамическим временем*.

В молекулярных облаках межзвездной среды $T \approx 10 \div 30$ K, а $n \approx 10^2$ см^{-3}, так что сжиматься (*коллапсировать*) могут лишь области с массами, превышающими $10^3\mathfrak{M}_\odot$. Однако звезд с такими массами нет, поскольку как только начинается гравитационное сжатие, ρ и n увеличиваются, в то время как температура T почти не меняется. Разреженная и прозрачная среда быстро высвечивает гравитационную энергию, высвободившуюся при сжатии, главным образом в виде квантов в инфракрасной области спектра, испускаемых атомами и молекулами. Такое изотермическое сжатие приводит к уменьшению длины λ_J, а это означает, что должна возникать гравитационная неустойчивость в более мелких масштабах в самом сжимающемся облаке (*фрагментация*). То же самое может произойти и с вновь образовавшимися сгустками (*каскадная фрагментация*).

Гравитационное сжатие прекращается тогда, когда плотность возрастает настолько, что вещество становится непрозрачным к собственному излучению, которое накапливается и нагревает газ. Так в недрах сжимающегося облака возникает устойчивое дозвездное тело — *протозвезда*.

Протозвезды. Рассмотрев в общих чертах начало процесса формирования протозвезд из межзвездной среды, мы получили два важных результата, доступных проверке наблюдениями.

Во-первых, становится ясным, почему звезды преимущественно возникают группами, в виде звездных скоплений, свойства которых мы рассмотрим подробнее в следующей главе. Число звезд в скоплениях, также в согласии с наблюдениями,

должно быть порядка 10^3, если принять полученную выше оценку для $\mathfrak{M}$, и считать, что в конечном счете образуются звезды с массами, близкими к солнечной.

Во-вторых, можно понять, почему массы звезд заключены в сравнительно узких пределах, неизбежно связанных с критерием Джинса (10.24).

Когда разогрев центрального сгущения окажется достаточным, чтобы возросшее газовое давление противостояло гравитации, сжатие этого центрального сгущения прекращается, и основным процессом становится аккреция (т. е. падение) вещества из газовой оболочки на сформировавшееся ядро (рис. 10.16). В результате масса ядра постепенно увеличивается. С ростом массы быстро растет светимость ядра.

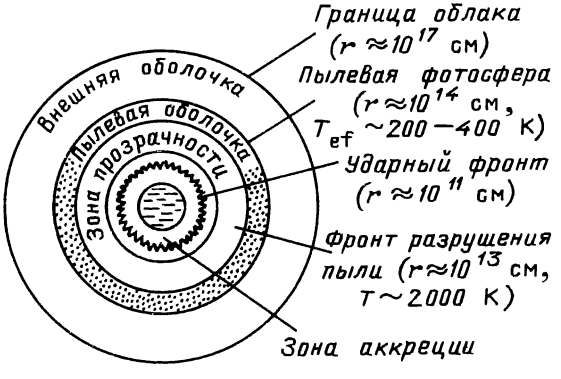


Рис. 10.16. Модель массивной протозвезды ($>10\mathfrak{M}_\odot$)

На этом этапе протозвезда оказывается изолированной от внешней среды плотной и непрозрачной для видимого излучения оболочкой. Такие объекты получили образное название *«звезд-коконов»*. Они перерабатывают горячее излучение находящейся внутри них протозвезды в мощное инфракрасное излучение.

С дальнейшим ростом массы и светимости быстро растущее давление излучения протозвезды останавливает аккрецию, а затем начинает отталкивать остатки оболочки, не успевшие упасть на рождающуюся звезду.

Это обстоятельство позволяет оценить светимость молодой звезды методом, сходным с тем, который был применен при анализе гравитационной неустойчивости. Именно, в момент остановки аккреции на границе между звездой и оболочкой сила светового давления уравновешивается силой гравитации. Поэтому критическое значение светимости определяется условием

$$F_{\text{изл}} = -F_{\text{грав}}. \tag{10.30}$$

Если светимость звезды L, а ее радиус R, то поток излучения через единицу площади поверхности $L/(4\pi R^2)$. При коэффициенте поглощения на единицу массы $\varkappa$ пробный элемент единичного объема поглотит за единицу времени энергию $\varkappa\rho L/(4\pi R^2)$. Чтобы получить импульс поглощенной радиации, определяющий силу светового давления, это выражение надо поделить на скорость света c, так как фотон с энергией $h\nu$ имеет импульс в направлении распространения $h\nu/c$. Поэтому

$$F_{\text{изл}} = \frac{\varkappa\rho L}{4\pi c R^2}. \tag{10.31}$$

С другой стороны,

$$F_{\text{грав}} = -G\rho\frac{\mathfrak{M}}{R^2}. \tag{10.32}$$

Подставляя эти выражения в (10.30), получим

$$\frac{\varkappa\rho L}{4\pi c R^2} = \frac{G\rho}{R^2}\mathfrak{M}, \tag{10.33}$$

откуда предельное значение L, которое мы обозначим через L_E, равно

$$L_E = 4\pi c \frac{G\mathfrak{M}}{\varkappa}. \tag{10.34}$$

Значение L_E принято называть *эддингтоновским пределом светимости*. В недрах звезд, где вещество практически полностью ионизовано, как отмечалось в § 6.5, существенную роль играет томсоновское рассеяние на свободных электронах, для которого коэффициент рассеяния $\sigma = 6{,}7 \cdot 10^{-25}$см^2. Оно соответствует наименьшей возможной непрозрачности полностью ионизованного вещества. Поэтому для оценки максимально возможной светимости следует положить $\varkappa = (6{,}7 \cdot 10^{-25})/m_H$ ($m_H = 1{,}7 \cdot 10^{-24}$ г — масса атома водорода). Тогда $\varkappa \approx 0{,}4$ см^2/г и для $\mathfrak{M} = 100\mathfrak{M}_\odot$ получаем

$$L_E \approx \frac{12 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 6{,}7 \cdot 10^{-8}}{0{,}4} \cdot 10^2 \mathfrak{M}_\odot \approx 3 \cdot 10^6 L_\odot \tag{10.35}$$

в полном соответствии с наблюдаемыми максимальными светимостями стационарных звезд главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела.

Любопытно, что в этом случае давление излучения на электроны уравновешивается силами гравитации, действующими на в 1 836 раз более массивные протоны: из-за сильного кулоновского взаимодействия протоны и электроны не могут далеко уходить друг от друга, из-за чего в целом космическая плазма всегда нейтральна.

Мощное излучение ядра, останавливающее своим световым давлением аккрецию, рассеивает оболочку и «расчищает» пространство вокруг новорожденной звезды, как бы «сдувая» остатки оболочки в окружающую межзвездную среду. При рождении очень массивной и яркой звезды этот процесс может породить ударную волну — резкое сжатие плазмы, распространяющееся в материнской газопылевой туманности, и привести к новым, дальнейшим процессам звездообразования.

Сама же «новорожденная» в это время переходит в гидростатически равновесное состояние за счет того, что при достаточно большой массе в ее недрах включается новый, собственный источник энергии. Как мы уже знаем на примере Солнца, этим источником являются термоядерные реакции. В это время звезда окончательно приходит на главную последовательность (рис. 10.17), на которой остается большую часть времени своей жизни.

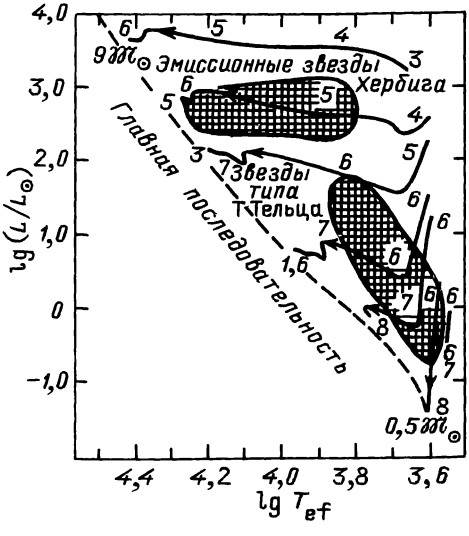


Рис. 10.17. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела с эволюционными путями звезд на стадии гравитационного сжатия протозвезд различных масс. Числа вдоль треков — логарифмы возраста в годах

У звезд промежуточных и малых масс, пока не возникнут условия для начала термоядерных реакций, в течение некоторого времени имеет место период кельвиновского сжатия, во время которого в соответствии с теоремой вириала (см. § 2.14) половина изменения потенциальной

энергии переходит в тепловую и звезда быстро разогревается. В этот период звезда конвективно неустойчива и происходит интенсивное перемешивание ее вещества, так что выделяющаяся энергия быстро переносится в наружные слои.

Наблюдаемые области звездообразования. К настоящему времени накопилось уже очень много свидетельств звездной эволюции и, в частности, самых ранних ее этапов. Звезды рождаются буквально на наших глазах. Мы рассмотрим лишь важнейшие из таких свидетельств ранних этапов эволюции.

Глобулы — небольшие плотные темные газопылевые туманности, в которых возможен или уже начался процесс гравитационного сжатия. На рис. 10.18 они видны вместе с узкими темными полосками — «слоновыми хоботами». Часто это конусы, в вершинах которых располагаются глобулы. Возможно, через «слоновые хоботы» в глобулы поступает сжимающееся в ней вещество. Масса глобул может достигать $100\mathfrak{M}_\odot$ при концентрации частиц 10^4–10^6 см$^{-3}$ — и размерах порядка 1 пк. В некоторых глобулах наблюдаются объекты Хербига—Аро и звезды типа Т Тельца (см. ниже).

Объекты Хербига—Аро — звездообразные сгущения с эмиссионным спектром — были обнаружены в 1954 г. в туманности Ориона, хотя на фотографиях за несколько лет до того они отсутствовали. Это было одним из первых непосредственно наблюдавшихся следствий процесса звездообразования, совершающегося буквально



Рис. 10.18. Глобулы и «слоновые хоботы» в туманности NGC 6611

на наших глазах. Полагают, что они связаны с плотными газовыми конденсациями, на которые налетает сверхзвуковой поток звездного ветра от источника звездообразования.

Мазерные источники излучения. Звезды-коконы действительно были обнаружены, когда в радиоспектре некоторых газопылевых облаков вместо обычных для них линий поглощения гидроксила OH совершенно неожиданно обнаружились линии излучения. Это излучение отличается рядом важных особенностей. Прежде всего относительная интенсивность радиолиний излучения гидроксила оказалась аномальной, т. е. не соответствующей температуре газа, а излучение в них очень сильно поляризованным (иногда до 100 %). Сами линии чрезвычайно узки. С другой стороны, оказалось, что источники гидроксильной эмиссии обладают настолько малыми размерами (десятки астрономических единиц!), что для получения в этих линиях наблюдаемого потока излучения, соответствующего мощности источника до 10^{26} Вт, необходимо в частотах линий излучения приписать им чудовищную яркость — такую, как у тела, нагретого до температуры $10^{14}-10^{15}$ К! Ясно, что о тепловом механизме излучения здесь не может быть и речи.

Вскоре после обнаружения эмиссии OH был открыт еще один тип исключительно ярких «сверхкомпактных» источников, излучающих радиолинию водяных паров с длиной волны 1,35 см.

Вывод о необычайной компактности источников эмиссии OH получается непосредственно из наблюдений их угловых размеров. Современные методы радиоастрономии позволяют определить угловые размеры точечных источников с разрешением в тысячи раз лучшим, чем у оптических телескопов. Для этого используются синхронно работающие антенны (интерферометр), расположенные в различных частях земного шара (*межконтинентальные интерферометры*, или *радиоинтерферометры со сверхдлинной базой*). С их помощью найдено, что угловые размеры многих мазерных источников менее $3 \cdot 10^{-4}$ секунды дуги!

Важной особенностью излучения мазерных источников является его переменность, особенно сильная в случае эмиссии H_2O. За несколько недель и даже дней профиль линий заметно меняется. Порой существенные вариации происходят за 5 мин, что возможно только в том случае, если размеры источников не превышают расстояния, которое свет проходит за это время. Таким образом, размеры областей, излучающих линии H_2O, могут быть порядка 1 а. е.

Как показывают наблюдения, в одной и той же области с размерами в несколько десятых долей парсека может находиться множество источников, часть из которых излучает только линии OH, а часть — только линии H_2O.

Единственным известным пока в физике механизмом излучения, способным дать огромную мощность в пределах исключительно узкого интервала спектра, является когерентное (т. е. одинаковое по фазе и направлению) излучение квантовых генераторов, которые в оптическом диапазоне принято называть лазерами, в радиодиапазоне — мазерами. Компактные источники эмиссии OH и H_2O — гигантские естественные *космические мазеры*.

Значительная часть космических мазеров связана с областями, где происходит процесс звездообразования. Они часто встречаются в зонах HII, где уже возникли молодые, массивные и очень горячие звезды спектральных классов O и B. Во многих случаях они совпадают с весьма компактными, богатыми пылью, а потому сильно непрозрачными особыми областями зон HII (см. § 11.8), которые обнаруживаются только благодаря их тепловому радиоизлучению. Размеры этих зон не более 0,1 пк, а плотность вещества в них в сотни раз больше, чем в обычных межзвездных

облаках. По-видимому, в их центре находится ненаблюдаемая горячая звезда, окруженная плотным непрозрачным облаком. Иногда эти объекты наблюдаются в виде точечных источников инфракрасного излучения. Они заведомо должны быть исключительно молодыми образованиями с возрастом порядка десятков тысяч лет. Это и есть те самые «звезды-коконы», о которых говорилось выше. В этих весьма специфичных, но тем не менее естественных условиях, по-видимому, и реализуется мазерный эффект.

Эруптивные переменные звезды часто представляют собою молодые объекты, завершающие или только что завершившие свое превращение в устойчивую звезду. Из них наиболее многочисленны переменные звезды *типа Т Тельца*, которые, по-видимому, представляют собою менее массивные, чем связанные с объектами Хербига—Аро, молодые звезды, еще не завершившие процесс своего гравитационного сжатия.

Переменные типа Т Тельца (T Tau) — карлики спектральных классов F—M с эмиссионными линиями в спектре, напоминающими яркие линии солнечной хромосферы. У этих звезд изменение светимости происходит настолько неправильно, что нельзя установить никакой закономерности. Хаотические изменения блеска могут происходить с амплитудами, достигающими 3^m, причем иногда ультрафиолетовая светимость увеличивается на 1^m на протяжении часа.

Звезды типа Т Тельца чаще всего встречаются группами, особенно в пределах больших газопылевых туманностей. Небольшие яркие туманности наблюдаются и непосредственно вокруг самих этих звезд, что говорит о существовании у них обширных оболочек. Движение вещества в этих оболочках, по-видимому, является причиной ее хаотической переменности. Отсюда следует, что звезды типа Т Тельца — самые молодые образования, которые уже можно считать звездами. В спектрах этих звезд присутствуют линии лития. Этот элемент выгорает при сравнительно низких температурах (1–2 млн кельвинов). Поэтому можно полагать, что в звездах Т Тельца термоядерные реакции еще не начались, так как температура в их недрах еще недостаточно высока.

Вспыхивающие звезды типа UV Кита всегда встречаются в тех областях, где имеются переменные типа Т Тельца. Это карлики спектральных классов K и M. У них в спектре также наблюдаются эмиссионные линии кальция и водорода. Отличаются они необыкновенной быстротой возрастания светимости во время эпизодических вспышек: менее чем за минуту поток излучения может увеличиться в десятки раз. После этого за полчаса-час он возвращается к исходному уровню. Во время вспышек усиливается также яркость эмиссионных линий. Это сильно напоминает хромосферную вспышку на Солнце, однако масштабы этого явления значительно большие.

Звезды типа UV Кита скорее всего находятся на заключительных стадиях кельвиновского гравитационного сжатия.

Фуоры — переменные звезды, которые подобно FU Ориона увеличивают свою светимость в десятки или сотни раз за время от полугода до 30 лет. Они отличаются мощным инфракрасным излучением и присутствием в спектре линий лития. Это говорит о том, что термоядерные реакции в этих звездах еще не начались.

§ 10.7. Стадия главной последовательности

Начальный этап гравитационного сжатия, как мы видели, фактически сводится к простому падению вещества на центр аккреции. Оно происходит за время,

определяемое динамической шкалой сжатия. Так, облако с $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_\odot$, размером 0,05 пк, $\rho = 10^{-19}$ г/см^3 и $T = 15$ К сжимается за $t_D \approx 2 \cdot 10^5$ лет, становится непрозрачным и начинает разогреваться. Растущее давление останавливает аккрецию, и дальнейшее сжатие замедляется.

С ростом светимости протозвезды увеличивается энергия, теряемая ею на излучение, и уменьшается ее полная энергия (т. е. по модулю она тоже увеличивается)

$$E_{\text{полн}} = E_{\text{тепл}} + E_{\text{грав}} = E_{\text{тепл}} - \frac{qG\mathfrak{M}^2}{R}, \tag{10.36}$$

где коэффициент q учитывает структуру звезды и близок к единице. Вместе с тем, согласно теореме вириала (2.42а), тепловая энергия равна половине гравитационной, взятой с обратным знаком:

$$E_{\text{тепл}} = -\frac{E_{\text{грав}}}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{G\mathfrak{M}^2}{R} = -E_{\text{полн}}. \tag{10.37}$$

С уменьшением полной энергии уменьшается и гравитационная, но тепловая увеличивается, потому что звезда тратит на излучение половину своей гравитационной энергии, в то время как вторая половина идет на увеличение тепловой энергии, вследствие чего температура должна расти.

Парадоксальная ситуация, когда тело, отдавая энергию (в виде излучения), увеличивает свою температуру, соответствует отрицательной теплоемкости, характерной для саморегулирующихся гравитирующих систем: для обычных тел, не имеющих собственных источников энергии, потери на излучение сопровождаются охлаждением, и их теплоемкость положительна.

Таким образом, после завершения аккреции наступает медленный этап гравитационного сжатия с характерным временем

$$t_{\text{КН}} = \frac{G\mathfrak{M}^2}{RL}, \tag{10.38}$$

в течение которого гравитационная энергия может обеспечить излучение с мощностью L. Время $t_{\text{КН}}$ называется шкалой Кельвина—Гельмгольца по именам ученых, впервые рассмотревших возможность гравитационного источника энергии звезд.

При отсутствии у звезды других источников энергии кельвиновское сжатие приводит к увеличению температуры. Так, для Солнца формула (10.38) дает $t_{\text{КН}} \approx 3 \cdot 10^7$ лет (с учетом концентрации массы к центру это значение в 1,5 раза больше). Следовательно, в случае действия одного только гравитационного источника энергии, сто миллионов лет тому назад Солнце должно было бы иметь поверхностную температуру и светимость, заметно отличающиеся от нынешних.

Однако геологические данные об истории Земли говорят о том, что в течение по крайней мере последнего миллиарда лет светимость Солнца не менялась более чем на 10 %! Это означает, что уже очень давно кельвиновское сжатие прекратилось и начал действовать дополнительный источник энергии, компенсирующий потери на излучение.

При постоянной светимости за миллиард лет ($3 \cdot 10^{16}$ с) Солнце теряет энергию порядка $1{,}2 \cdot 10^{43}$ Дж, т. е. около 10^{-4} полной своей энергии покоя:

$$\mathfrak{M}_\odot c^2 = (2 \cdot 10^{33}) \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 \text{ эрг} \approx 1{,}8 \cdot 10^{54} \text{ эрг} \approx 10^{47} \text{ Дж}.$$

Столь высокая эффективность выделения энергии исключает все известные ее источники (например, химические реакции типа горения обычных веществ) и оставляет в качестве возможного лишь энергию ядерных превращений.

Первые возможные термоядерные реакции связаны с выгоранием незначительного количества дейтерия, лития и бериллия и не способны надолго остановить сжатие. Однако с началом выгорания водорода — основного звездного ядерного топлива — звезда получает длительно работающий источник энергии, компенсирующий потерю на излучение. Дальнейшее сжатие практически не происходит, и запасы тепловой и потенциальной энергии больше почти не изменяются. Звезда переходит в стационарное состояние, если не считать медленного изменения химического состава в центральных слоях, обусловленного превращением водорода в гелий и определяющего дальнейший ход эволюции.

Именно с этого момента молодая звезда может считаться обычной звездой, т. е. обособленной самогравитирующей массой вещества, излучающей энергию, освобождающуюся преимущественно в термоядерных реакциях.

В зависимости от значения массы к моменту начала термоядерных реакций выгорания водорода звезда приходит в определенную точку диаграммы Герцшпрунга—Рессела. Совокупность этих точек для всех возможных значений масс образует на диаграмме линию, которую называют *начальной главной последовательностью* (штриховая линия на рис. 10.17). Большинство наблюдаемых звезд располагается внутри полосы правее этой линии, что соответствует либо звездам, начавшим свою эволюцию в сторону гигантов или сверхгигантов, либо звездам, еще не завершившим фазу гравитационного сжатия.

Таким образом, спектральный класс, с которого начинается эволюция звезды на главной последовательности, определяется ее массой (табл. 10.5). Как видно из этой таблицы, объекты с массой $10–20\mathfrak{M}_\odot$ за $10^5–10^6$ лет образуют звезды спектральных классов B0—B5, а маломассивные объекты с массой $0{,}5\mathfrak{M}_\odot$ превращаются в звезды типа K5 почти за миллиард лет. Напомним, что возраст Солнечной системы 4–5 млрд лет.

Конкретное значение массы образовавшейся звезды существенно определяет ее спектральный класс и однозначно указывает на ее исходное положение на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела в начале второй фазы ее эволюции, называемой *стадией главной последовательности*.

Если для звезды главной последовательности известна масса (а следовательно, в силу соотношений (10.21) и (10.20), также радиус и светимость), то представление о физических условиях в ее недрах можно получить точно таким же путем, как это было сделано в гл. 8 для Солнца.

Из формулы (8.10) видно, что температура T в недрах звезды прямо пропорциональна ее массе $\mathfrak{M}$ и обратно пропорциональна ее радиусу R; в частности для температуры T_0 в центре звезды можно записать

$$T_0 = \frac{K\mathfrak{M}}{R}, \tag{10.39}$$

где K — некоторый коэффициент пропорциональности. Примерное его значение, справедливое, разумеется, только для звезд, по своему строению сходных с Солнцем, можно оценить из условия, что при $R = R_\odot$ и $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_\odot$ температура T_0 близка к 15 000 000 K.

Но для звезд главной последовательности отношение $\mathfrak{M}/R$, входящее в формулу (10.39), можно выразить из формулы (10.20) и (10.21), исключив светимость.

Таблица 10.5. Характеристики звезд главной последовательности

Спектральный класс	Масса ($\mathfrak{M}_\odot = 1$)	Радиус ($R_\odot = 1$)	Светимость ($L_\odot = 1$)	Время сжатия $t_{\text{КН}}$, лет	Время на главной последовательности, лет
B0	17	9,0	30 000	$1{,}2 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^6$
B5	6,3	4,2	1 000	$1{,}1 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^7$
A0	3,2	2,8	100	$4{,}1 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^8$
A5	1,9	1,5	12	$2{,}2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^9$
F0	1,5	1,25	4,8	$4{,}2 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^9$
F5	1,3	1,24	2,7	$5{,}6 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^9$
G0	1,02	1,02	1,2	$9{,}4 \cdot 10^7$	$1{,}1 \cdot 10^{10}$
G2 Солнце	1,00	1,00	1,0	$1{,}1 \cdot 10^8$	$1{,}3 \cdot 10^{10}$
G5	0,91	0,92	0,72	$1{,}5 \cdot 10^8$	$1{,}7 \cdot 10^{10}$
K0	0,74	0,74	0,35	$2{,}3 \cdot 10^8$	$2{,}8 \cdot 10^{10}$
K5	0,54	0,54	0,10	$6{,}0 \cdot 10^8$	$7{,}0 \cdot 10^{10}$

Тогда

$$\frac{\mathfrak{M}}{R} = R^{1/3}. \tag{10.40}$$

Следовательно, для таких звезд

$$T_0 = 1{,}5 \cdot 10^7 R^{1/3}. \tag{10.41}$$

Детальные расчеты моделей звезд показывают, что эта формула дает удовлетворительные результаты для всех звезд главной последовательности.

Поскольку по мере продвижения вверх вдоль главной последовательности радиусы и массы звезд увеличиваются, температура в их недрах также постепенно возрастает. Так, например, для звезд подкласса B0 температура в центре составляет около 30 миллионов, а для звезд K0V она чуть меньше 10 миллионов кельвинов.

От значения температуры сильно зависит характер ядерных реакций в недрах звезды, а также темп энерговыделения. Ядерные превращения возможны только при очень тесных сближениях атомных ядер, когда начинают действовать ядерные силы (§ 2.12). В случае одноименных зарядов электростатическое отталкивание по закону Кулона, действие которого убывает с расстоянием значительно медленнее, чем действие ядерных сил, активно препятствует сближению частиц. Однако благодаря квантовому эффекту туннельного перехода, небольшой части наиболее быстрых частиц из распределения Максвелла с энергиями, значительно превышающими среднюю тепловую энергию kT, все же удается «преодолеть» этот кулоновский барьер. С увеличением температуры резко возрастает число таких быстрых ядер, и, следовательно, увеличивается интенсивность термоядерных реакций и энерговыделение. На рис. 10.19 показано, как зависит от температуры T количество энергии E, выделяющейся в результате углеродного цикла и протон-протонной реакции, и отмечены условия, соответствующие центру Солнца и двух звезд главной последовательности — спектральных классов B0 и M0. Из положения Солнца на этом графике видно, что в недрах звезд главной последовательности поздних спектральных классов G, K и M, как и в Солнце, выделение ядерной энергии в основном происходит в результате протон-протонной реакции. У горячих звезд

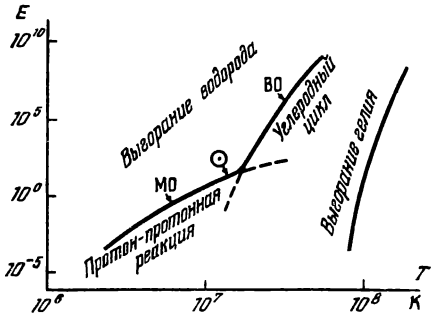


Рис. 10.19. Зависимость энергии ядерных реакций от температуры

ранних спектральных классов, в недрах которых температура выше и составляет десятки миллионов кельвинов, скорость выделения энергии (мощность реакций) значительно увеличивается, что и объясняет большую светимость этих звезд.

Как показывают расчеты, более 90 % времени своей жизни звезды проводят на главной последовательности.

Большая длительность стадии выгорания водорода связана с очень малой вероятностью основной реакции протон-протонного цикла $p + p \rightarrow D + e^{+} + \nu_e$, происходящей с испусканием нейтрино (по так называемому *каналу слабого взаимодействия*). Последующие реакции, а также термоядерное горение более тяжелых элементов, идут гораздо быстрее либо с испусканием фотонов (*по каналу электромагнитного взаимодействия*), либо просто связаны с перегруппировкой нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре.

Отрицательная теплоемкость звезды (как целого) вместе с сильной зависимостью энерговыделения от температуры приводят к тому, что звезды главной последовательности оказываются саморегулирующимися системами. Действительно, случайное понижение температуры приводит не только к замедлению термоядерной реакции, но и к уменьшению давления, что заставит звезду сжаться. Однако в силу теоремы вириала только половина высвобождающейся при этом гравитационной энергии идет на излучение, в то время как другая половина расходуется на увеличение температуры, которое немедленно восстанавливает уровень замедлившейся ядерной реакции. Аналогичная компенсация (в противоположном направлении) возникает и при случайном перегреве звезды и усилении энерговыделения.

Благодаря саморегулируемости на стадии главной последовательности звезды находятся в тепловом равновесии, при котором ядерной энергии выделяется ровно столько, сколько надо, чтобы скомпенсировать потери на излучение. Звезды, располагающиеся в различных местах главной последовательности, отличаются своим строением, что следует из теоретических расчетов равновесных газовых конфигураций, выполненных для определенных значений химического состава и массы звезды (так называемых моделей звезд, рис. 10.20).

В начале стадии главной последовательности звезда по своему химическому составу однородна. Это неизбежное следствие сильного перемешивания на стадии протозвезды. В дальнейшем, на протяжении всей стадии главной последовательности в результате выгорания водорода в центральных областях и образования гелия возникает неоднородность химического состава и соответствующее увеличение со временем средней молекулярной массы, особенно по мере приближения к центру звезды. Быстрее всего содержание гелия растет в самом центре звезды. Когда водород там полностью выгорает, звезда уходит от главной последовательности в область гигантов или при больших массах — сверхгигантов.

Звезды верхней части главной последовательности. Это горячие звезды с массой больше солнечной. Из-за этого температура в их недрах выше, чем у звезд более поздних спектральных классов, и выделение термоядерной энергии происходит через углеродный цикл. Вследствие высокой температуры недр светимость у них также больше, а потому эволюционировать они должны быстрее.

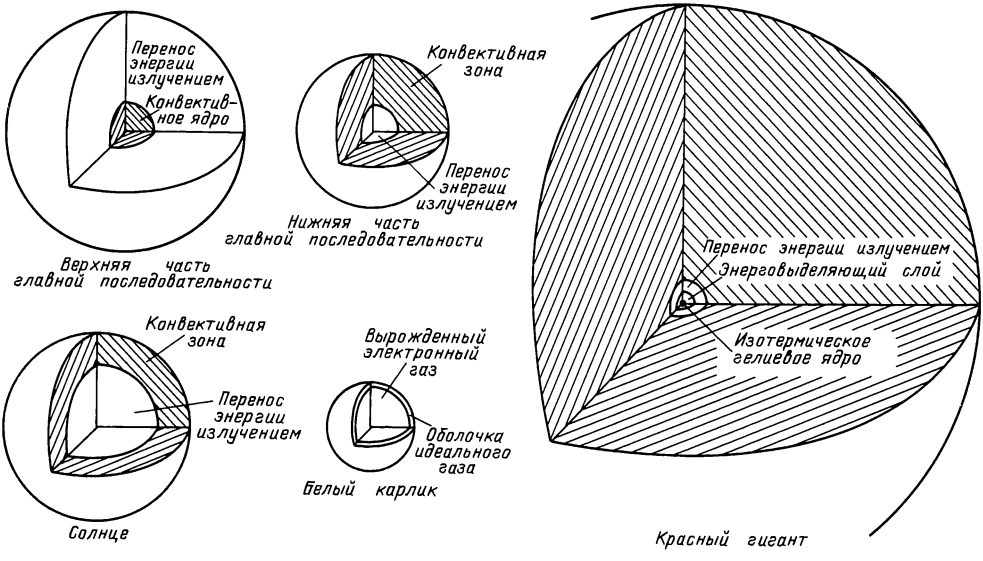


Рис. 10.20. Модели звезд различных спектральных классов

Отсюда естественно заключить, что горячие звезды, наблюдаемые в стадии главной последовательности, должны иметь сравнительно небольшой возраст.

Поскольку выделение энергии при углеродном цикле пропорционально очень высокой степени температуры (T^{20}), у массивных звезд вблизи центра энерговыделение происходит очень быстро. В таких условиях возникает активное перемешивание вещества (конвекция), так как лучистый перенос не может обеспечить вынос энергии из недр звезды. Поэтому в переносе энергии участвует само вещество, и в недрах массивных звезд возникают *центральные конвективные зоны*. Для звезды с массой в 10 масс Солнца радиус внутренней конвективной зоны составляет около четверти радиуса звезды, плотность в центре такой звезды раз в 40 превосходит среднюю. Слои звезды, окружающие конвективное ядро, находятся в лучистом равновесии, подобно тому, как это имеет место в зоне лучистого равновесия на Солнце (§ 8.5).

Напомним, что для звезд заданной массы, излучающих за счет внутренних источников энергии, существует эддингтоновский предел светимости (10.34), который в предельном случае чисто водородной ионизованной плазмы ($n_e = n_H$) можно привести к виду

$$L_E = 4\pi c \frac{G\mathfrak{M}}{\sigma_T} m_H \approx 10^{38} \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot} \text{ эрг/с}.$$

Звезды нижней части главной последовательности по своему строению подобны Солнцу. При протон-протонной реакции мощность энерговыделения зависит от температуры слабее, чем при углеродном цикле (примерно как T^4). В центре звезды конвекция не возникает и энергия переносится излучением. Зато из-за сильной непрозрачности более холодных наружных слоев у звезд нижней части главной последовательности образуются протяженные *наружные конвективные зоны* (оболочки). Чем холоднее звезда, тем на большую глубину происходит перемешивание. Если у Солнца только 2 % массы приходится на слои, охваченные конвекцией, то карлик спектрального класса М практически весь конвективен.

Субкарлики отличаются низким содержанием тяжелых элементов; они являются хорошим примером существенной зависимости строения звезды от ее химического состава. Непрозрачность звездного вещества оказывается пропорциональной содержанию тяжелых элементов, поскольку в горячей и плотной звездной плазме все легкие элементы полностью ионизованы и поэтому вносят незначительный вклад в суммарную непрозрачность. В основном поглощение производят ионы тяжелых элементов, сохранившие часть своих электронов. Субкарлики — старые звезды, возникшие на ранних стадиях эволюции Галактики преимущественно из вещества, не побывавшего еще в недрах звезд, а потому бедного тяжелыми элементами. Поэтому вещество субкарликов отличается большей прозрачностью по сравнению с звездами главной последовательности, что облегчает лучистый перенос энергии из недр.

Как видно из последних двух столбцов табл. 10.5, время жизни звезд на главной последовательности примерно на два порядка больше, чем продолжительность стадии кельвиновского сжатия. Это объясняет, почему на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела располагается большинство наблюдаемых звезд. Далее, согласно той же таблице, эволюция массивных звезд происходит на четыре порядка быстрее, чем звезд с наименьшими массами. Поэтому массивные звезды более ранних, чем Солнце, спектральных классов быстро переходят в область сверхгигантов или гигантов, в то время как звезды поздних спектральных классов с массами меньше солнечной за все время существования нашей Галактики не успели еще закончить стадию главной последовательности, а объекты наименьших возможных масс ($\sim 0{,}07\mathfrak{M}_\odot$) даже не достигли еще главной последовательности. Эти так называемые *коричневые карлики* — фактически молодые звезды в стадии кельвиновского сжатия[1)].

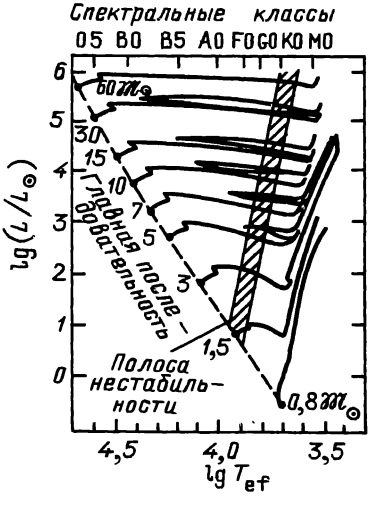


Рис. 10.21. Эволюционные пути красных гигантов на диаграмме Герцшпрунга—Рессела

Для изучения хода дальнейшей эволюции звезд нам потребуются результаты подробных теоретических расчетов, так называемых *эволюционных последовательностей моделей звезд*. Их всегда начинают с расчета модели звезды заданной массы и с одинаковым химическим составом на всех глубинах. Эта *однородная модель* соответствует звезде начальной главной последовательности. Затем рассчитывают изменения химического состава, вызванные ядерными реакциями в недрах звезды за определенный интервал времени.

Затем снова считают модель, уже неоднородной звезды, и т. д. Результаты таких расчетов позволяют изобразить на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, как говорят, путь эволюции звезды, так называемый *эволюционный трек* (рис. 10.21).

§ 10.8. Эволюция и переменность красных гигантов

Как видно из рис. 10.21, после ухода с главной последовательности эволюция звезд имеет весьма сложный характер, сильно зависящий от исходного значения

[1)] Иногда термин «коричневые карлики» употребляется также для обозначения остывших белых карликов

массы. Для средних значений масс эволюционные треки сходны между собою и позволяют выделить несколько этапов.

1. Стадия главной последовательности, т. е. выгорание водорода в ядре звезды. Длительность этой основной фазы эволюции звезд указана в последнем столбце табл. 10.5. Длительность остальных этапов на два-три порядка меньше. Образование гелия на этом этапе приводит к постепенному увеличению молекулярной массы, грубо говоря от 1/2 (ионизованный водород) до 4/3 (дважды ионизованный гелий). Согласно основному уравнению состояния идеального газа (6.9), это приводит к уменьшению давления, что компенсируется плавным сжатием ядра звезды и увеличением его температуры, а следовательно, и светимости всей звезды. Расчеты показывают, что при этом увеличивается радиус звезды и уменьшается эффективная температура. В итоге участок трека идет вверх и вправо.

2. Общее сжатие. Когда доля массы водорода в ядре уменьшается до 1 %, источником энергии снова на короткое время становится гравитация. За счет кельвиновского сжатия температура в недрах звезды и светимость быстро возрастают и трек круто поворачивает влево и вверх. У звезд с массой $\mathfrak{M} < 1{,}5\mathfrak{M}_\odot$ эта стадия отсутствует из-за меньшей концентрации источников энергии к центру.

3. Образование слоевого источника энергии. Это очень важный момент в эволюции. Гелиевое ядро лишено водородного источника энергии. Однако в результате разогрева, вызванного кельвиновским сжатием, загорается водород вокруг гелиевого ядра. Возникает принципиально новая структура звезды, в которой энерговыделение происходит в тонком слое между гелиевым ядром и протяженной оболочкой.

4. Расширение конвективной оболочки. Концентрация энерговыделения в тонком слое в основании оболочки приводит к увеличению ее протяженности и падению температуры в ней. С этим связано возникновение в ней конвекции. Звезда сильно «разбухает» и уходит в область красных гигантов (при $\mathfrak{M} > 10\mathfrak{M}_\odot$ — сверхгигантов). На расширение звезды затрачивается некоторая доля энергии, из-за чего ее светимость слегка падает.

5. Фаза красного гиганта. На этом этапе у звезды развивается протяженная конвективная оболочка, вследствие чего светимость растет и трек резко поворачивает вверх. Лишенное источников энергии гелиевое ядро становится изотермичным, однако его температура оказывается еще недостаточной для начала следующей термоядерной реакции превращения гелия в углерод. Если масса звезды $\mathfrak{M} > 2{,}5\mathfrak{M}_\odot$, то гелиевое ядро оказывается достаточно горячим, чтобы газ оставался идеальным. При $\mathfrak{M} < 2{,}5\mathfrak{M}_\odot$ температура меньше и в гелиевом ядре электронный газ оказывается вырожденным. Вырождение электронного газа в ядре сильно замедляет дальнейшее его сжатие потому, что это давление почти не зависит от температуры, а от плотности зависит сильнее, чем в случае идеального газа (см. формулу (6.17)). Поэтому вырожденный газ способен противостоять гравитации[2]. Вместе с тем его высокая теплопроводность приводит к оттоку тепловой энергии. Этот процесс усугубляется сильным нейтринным излучением. При температуре порядка 10^8 K нейтрино образуются главным образом в результате взаимодействия γ-квантов с электронами в процессе $\gamma + e^- \to e^- + \nu + \tilde{\nu}$, а также аннигиляции электрон-позитронных пар $(e^+ + e^- \to \nu + \tilde{\nu})$. Нейтрино быстро покидают звезду, унося тепловую энергию. Эти процессы охлаждения ядра сдерживают рост температуры

[2] Здесь, как и в случае светового давления в ионизованной плазме, протоны не «падают» к центру звезды из-за необычайно больших кулоновских сил. (См. § 10.6, с. 393).

и оттягивают момент загорания гелия в ядрах звезд с $\mathfrak{M} < 2{,}5\mathfrak{M}_\odot$. Температура начинает заметно расти только после того, как гелиевое ядро становится практически изотермичным.

Масса вырожденного ядра медленно растет из-за того, что слоевой источник энергии по мере выгорания водорода вблизи ядра постепенно перемещается в более внешние слои, в то время как выгоревшее вещество присоединяется к ядру. При этом сам источник становится тоньше, так как глубже водород уже выгорел, а дальше от центра температура недостаточно высока для водородной реакции.

При $\mathfrak{M} = 1{,}3\mathfrak{M}_\odot$ гелиевое ядро содержит около 1/4 всей массы звезды, но при этом обладает размером лишь в 1/1 000 радиуса. Плотность в центре такого ядра достигает 350 кг/см^3. Оно окружено оболочкой почти такой же протяженности, где происходит энерговыделение. Затем следует лучистая зона толщиной в 0,1 радиуса. Примерно 70 % массы звезды образуют мощную конвективную зону красного гиганта толщиной почти 0,9 его радиуса.

6. Возгорание гелия в ядре — важнейший этап эволюции красного гиганта. Оно начинается при температуре свыше 200 млн К и плотностях $10^3 - 10^4$ г/см^3. Реакция называется тройным α-процессом. Фактически сначала из двух α-частиц образуется одно неустойчивое ядро ^{8}Be со временем жизни 10^{-16} с. За это время некоторые из ядер успевают захватить еще одну α-частицу с образованием сильно возбужденного ядра ^{12}C, которое, как правило, распадается на три исходные α-частицы. Однако в одном из 2 500 случаев ядро ^{12}C все же переходит в устойчивое невозбужденное состояние.

При $\mathfrak{M} > 2{,}5\mathfrak{M}_\odot$ гелий загорается постепенно с ростом температуры и плотности в невырожденном ядре звезды.

При $\mathfrak{M} < 2{,}5\mathfrak{M}_\odot$ начало тройного α-процесса задерживается упомянутым выше вырождением газа. Однако, когда слоевой источник переместится настолько, что масса изотермичного гелиевого ядра достигнет $0{,}4-0{,}5\mathfrak{M}_\odot$, температура оказывается достаточной для начала гелиевой реакции. При этом энергия начинает выделяться в таком большом количестве (темп энерговыделения пропорционален T^{40}), что температура возрастает и вырождение электронного газа снимается. Тогда практически внезапно газ расширяется (давление снова пропорционально T!), энерговыделение принимает характер взрыва и наступает так называемая *гелиевая вспышка* (иногда несколько подряд), после чего светимость резко падает. Гелиевые вспышки, возможно, сопровождаются потерей звездою массы.

7. Исчезновение конвективной оболочки связано с появлением у звезды гелиевого конвективного энерговыделяющего ядра.

8. Горение гелия в ядре перемещает звезду в сторону главной последовательности до тех пор, пока не истощатся запасы гелия в центре, после чего снова возникает протяженная конвективная оболочка, и звезда возвращается в область гигантов или сверхгигантов. Теперь, помимо водородного, у нее возникает слоевой источник выгорания гелия, окружающий углеродное ядро, если $\mathfrak{M} < \mathfrak{M}_\odot$.

9. Образование углеродно-кислородного ядра. При больших массах звезд одновременно может идти реакция присоединения α-частицы к ядру ^{12}C с образованием ^{16}O, а также к ^{16}O с образованием ^{20}Ne. Поэтому у наиболее массивных звезд ($\mathfrak{M} > 40\mathfrak{M}_\odot$) в центре углеродного ядра образуется кислородная сердцевина (кислородное ядро) с примесью ^{20}Ne и даже ^{24}Mg. У звезд средних масс ($10-30\mathfrak{M}_\odot$) образуется углеродно-кислородное ядро (С—О). Эти ядра окружены слоевыми источниками выгорания гелия и водорода. В результате звезда приобретает весьма неодинаковую сложную структуру (см. рис. 10.35).

Таблица 10.6. Эволюция атомных ядер в недрах звезд

Ядерное топливо	Продукты реакций	T, K	Энерговыделение, эрг/г	Основная энергия уносится	Длительность, % от времени жизни звезды
H	He	$3 \cdot 10^7$	10^{19}	фотонами	90
He	C, O	$2 \cdot 10^8$	10^{18}	фотонами	<10
C	Ne, Na, Mg	10^9	10^{18}	нейтрино	<1
Ne	O	10^9	10^{17}	нейтрино	<1
O	от Si до Mg	$2 \cdot 10^9$	10^{18}	нейтрино	<1
Si	от Sc до Ni	$3 \cdot 10^9$	10^{17}	нейтрино	<1

В образовавшемся углеродно-кислородном ядре в конце концов начинается горение углерода на самом себе ($^{12}C + {}^{12}C$). Для этой реакции кулоновский барьер меньше, чем для других реакций в кислородно-углеродной смеси.

После выгорания углерода наступают реакции с участием более тяжелых ядер (табл. 10.6).

10. Альфа-процесс. Кулоновские барьеры для тяжелых ядер очень велики. Поэтому ядерные реакции при столкновениях таких ядер оказываются неэффективными. Тем не менее они все же продолжаются благодаря своеобразному «фотоэффекту»: в звездном веществе с достаточно большой температурой энергичные γ-кванты уже способны отщеплять от ядер α-частицы, которые снова захватываются ядрами. В результате последовательных отщеплений и захватов α-частиц более легкие ядра постепенно исчезают и образуются более тяжелые (рис. 10.22). Последовательность таких реакций называется альфа-процессом.

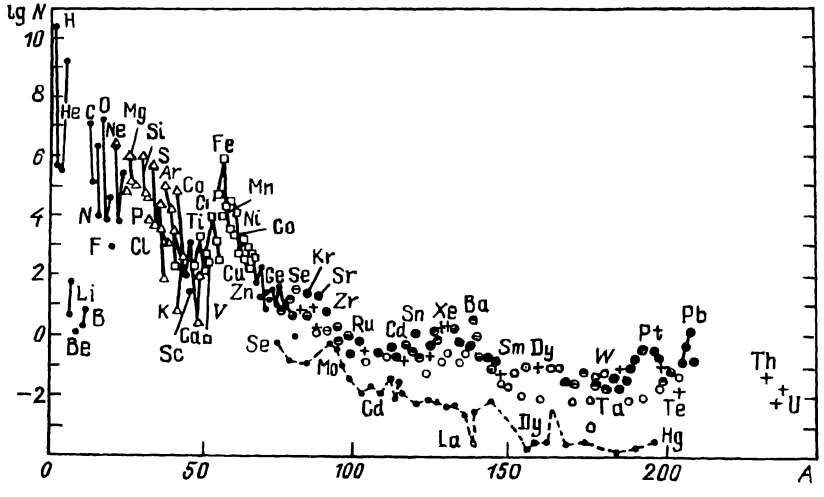


Рис. 10.22. Относительная распространенность химических элементов

11. Пульсирующие переменные. Важной особенностью эволюционных путей на рис. 10.21 является то обстоятельство, что они хотя бы однажды, а некоторые и неоднократно, пересекают зону, отмеченную как полоса нестабильности.

В полосу нестабильности диаграммы Герцшпрунга—Рессела попадает множество типов переменных звезд, общим свойством которых являются *пульсации*,

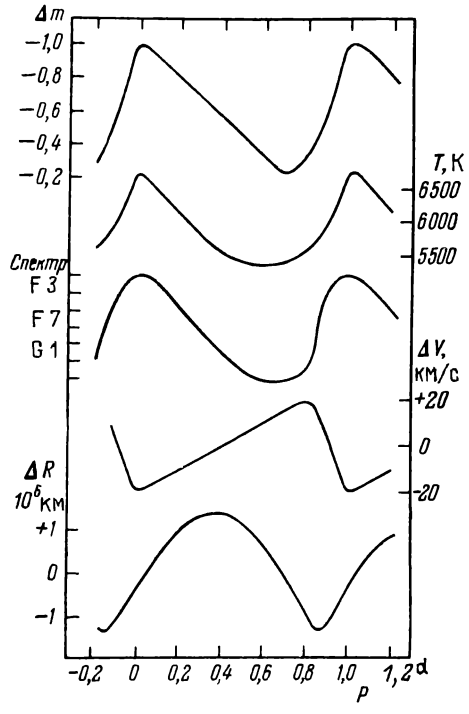


Рис. 10.23. Пульсация звезды δ Цефея

т. е. периодические изменения радиуса. Более поздние гиганты отличаются большей амплитудой пульсации, а также нарушением их регулярности. Мы рассмотрим сначала регулярные пульсации классических цефеид, допускающие наглядную физическую трактовку явления.

Цефеидами называются физические переменные звезды, характеризующиеся особой формой кривой блеска, типичный пример которой приведен на рис. 10.23. Видимая звездная величина плавно и периодически меняется со временем и соответствует изменению светимости звезды в несколько раз (обычно от 2 до 6). Этот класс звезд назван по имени одной из типичных его представительниц — звезды δ Цефея.

Цефеиды — гиганты и сверхгиганты классов F и G. Это обстоятельство позволяет наблюдать их с огромных расстояний, в том числе и в других галактиках, далеко за пределами нашей звездной системы.

Период — одна из важнейших характеристик цефеид. Для каждой данной звезды он постоянен с большой степенью точности, но у разных цефеид периоды весьма различны (от суток до нескольких десятков суток). Из наблюдений цефеид установлена замечательная зависимость между периодом P и светимостью L, а именно, средняя абсолютная их звездная величина в системе V с учетом формулы (10.13) составляет

$$M_V = -1{,}0^m - 3{,}0 \lg P = -2{,}5 \lg \frac{L}{L_\odot} + 4{,}7^m, \qquad (10.42)$$

где P выражается в сутках.

Одновременно с видимой звездной величиной у цефеид меняется спектр, в среднем в пределах одного спектрального класса. Это означает, что изменение светимости цефеид сопровождается изменением температуры их атмосфер в среднем на 1 500 К.

По смещению линий в спектрах цефеид обнаружено периодическое изменение лучевых скоростей. Наибольшее смещение линий в красную сторону наблюдается в минимуме, а в синюю — в максимуме блеска. Таким образом, радиус периодически меняется.

Звезды типа δ Цефея относятся к молодым объектам, расположенным преимущественно вблизи основной плоскости нашей звездной системы — Галактики. Цефеиды, встречающиеся в шаровых звездных скоплениях, старше и отличаются несколько меньшей светимостью. Это менее массивные, а потому медленнее эволюционирующие звезды. Их называют звездами типа W Девы.

Описанные наблюдаемые особенности цефеид свидетельствуют о том, что атмосферы этих звезд испытывают регулярные пульсации. Следовательно, в них

имеются условия для поддержания колебаний в течение долгого времени на постоянном уровне.

Как мы видели, равновесие звезды определяется балансом сил гравитации и внутреннего давления газа. Если равновесие нарушится и по какой-либо причине звезда слегка сожмется или, наоборот, расширится, то ее вещество может прийти в колебательное движение, подобно тому как маятник колеблется в поле тяжести Земли.

Характерное время (период P) такого колебания должно определяться динамической шкалой времени (10.29), которую можно оценить из формулы (10.27)

$$P = \frac{\lambda_J}{v^*} = \frac{1}{\sqrt{G\rho}}, \tag{10.43}$$

так что $P\sqrt{\rho} = \text{const}$. Если период выражать в часах, а ρ — в г/см^3, то получим

$$P\sqrt{\rho} \approx 1{,}08. \tag{10.44}$$

Для Солнца, у которого средняя плотность $\rho_\odot \approx 1{,}4$ г/см^3, период основного колебания получается чуть меньше часа.

Однако для того, чтобы подобные пульсации были незатухающими, как это наблюдается у цефеид, должен существовать определенный поддерживающий их механизм подвода энергии. В настоящее время полагают, что энергия колебания цефеид возникает за счет излучения звезды, а раскачка происходит благодаря своеобразному клапанному механизму. Он заключается в том, что непрозрачность наружных слоев звезды задерживает часть излучения внутренних слоев.

Расчеты показывают, что фактически роль такого клапана играет тонкий слой звезды, протяженностью в 1–2 % радиуса, в котором гелий частично дважды ионизован, т. е. переходит из состояния однократной ионизации (He II) в состояние двухкратной ионизации (He III). Масса этого слоя порядка 10^{-6} массы звезды.

Случайное сжатие слоя частичной ионизации приведет к увеличению его непрозрачности. Излучение звезды в нем станет задерживаться, что приведет к его разогреву, росту в нем давления и расширению. Но поскольку при этом плотность сильно уменьшается, станет меньше и непрозрачность. Тогда слой начнет терять энергию за счет излучения и охлаждаться. Охладившийся газ сжимается под действием гравитационных сил, по инерции проходит положение равновесия, и снова возникает сжатие, с которого началось рассмотрение этого процесса.

Раскачка колебаний всей звезды за счет энергии, периодически накапливаемой в зоне частичной ионизации гелия, может произойти лишь когда эти колебания оказываются в резонансе с частотой колебаний всей звезды и эффект накопления энергии превышает ее диссипацию. Поэтому пульсируют лишь гиганты и сверхгиганты определенного строения, попадающие на диаграмме Герцшпрунга—Рессела в полосу нестабильности (см. рис. 10.10). При продвижении вправо вдоль этой полосы условия резонанса ухудшаются и цефеиды постепенно переходят в область полуправильных и неправильных переменных звезд.

Зависимость между периодом и светимостью цефеид, упоминавшаяся выше, была установлена задолго до того, как удалось выяснить природу их пульсаций. При изучении цефеид в одной из ближайших к нам звездных систем — Малом Магеллановом Облаке (ММО) было замечено, что чем меньше видимая звездная величина цефеиды (т. е. чем ярче она кажется), тем больше период изменения ее блеска. Среднее значение звездной величины оказалось пропорциональным логарифму периода. Из того, что все изученные звезды принадлежали ММО, следовало,

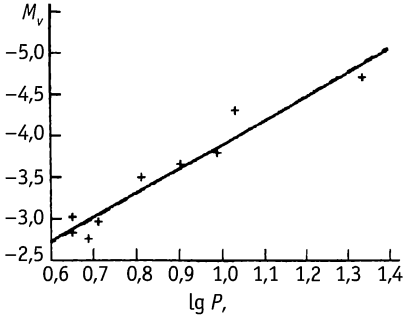


Рис. 10.24. Зависимость период — светимость для цефеид

что расстояния до них практически одинаковы. Поэтому обнаруженная зависимость одновременно оказалась зависимостью между периодом P и абсолютной звездной величиной M (или светимостью L) для цефеид (рис. 10.24).

Основной трудностью определения нуль-пункта этой зависимости является то, что надежные значения расстояний до цефеид не удается определить тригонометрическим путем. Поэтому, хотя вид кривой, изображенной на рис. 10.24, можно установить надежно по изучению одинаково удаленных звезд, ее сдвиг по вертикальной оси (нуль-пункт) известен хуже и все еще требует уточнения[3)].

В настоящее время можно считать, что положение линии на рис. 10.24 известно с точностью $\pm 0{,}3^m$. Она соответствует зависимости

$$M_V = -(1{,}01 + 2{,}87 \lg P).$$

Существование зависимости между периодом и абсолютной звездной величиной у цефеид играет исключительно важную роль в астрономии: по ней определяют расстояния до весьма удаленных звездных систем, если в них видны цефеиды, когда не могут быть применены иные методы.

Действительно, предположим, что в некотором скоплении звезд обнаружена цефеида с периодом трое суток и видимой звездной величиной $+13^m$. Тогда по формуле (10.42) находим ее абсолютную звездную величину $M = -2{,}43^m$. Поэтому модуль расстояния $m - M = 15{,}43^m$ и, согласно формуле (10.7), расстояние составляет 12,2 кпк.

Звезды типа RR Лиры. Кроме цефеид, существует еще несколько типов пульсирующих переменных звезд, положение которых на диаграмме Герцшпрунга—Рессела показано на рис. 10.25. Наиболее известны среди них звезды типа RR Лиры, прежде называвшиеся короткопериодическими цефеидами из-за сходства формы их кривых блеска с обычными цефеидами (рис. 10.26). Звезды типа RR Лиры имеют спектральный класс A. Они занимают очень узкий участок на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, соответствующий почти одинаковой для всех звезд этого типа светимости, более чем в сто раз превышающей светимость Солнца. Периоды звезд типа RR Лиры заключены в пределах от 0,2 до 1,2 суток при амплитуде изменения блеска до одной звездной величины.

Как мы увидим в следующей главе, звезды типа RR Lyr являются одними из наиболее старых объектов в нашей Галактике и заключены в эллипсоиде с небольшим сжатием. Они широко представлены в шаровых звездных скоплениях (§ 11.4), из-за чего их раньше называли переменными типа скоплений.

Другие типы пульсирующих переменных. *Переменные типа β Цефея.* Интересным типом пульсирующих переменных является небольшая группа звезд типа β Цефея (или типа β Большого Пса), принадлежащих преимущественно к гигантам ранних спектральных подклассов B (в среднем класс B2III). На диаграмме Герцшпрунга—Рессела они расположены справа от верхней части главной последовательности (см. рис. 10.25). По характеру переменности и форме кривой блеска эти

[3)] Самой яркой цефеидой является Полярная, удаленная от нас примерно на 130 пк ($\pi = 0{,}00756''$).

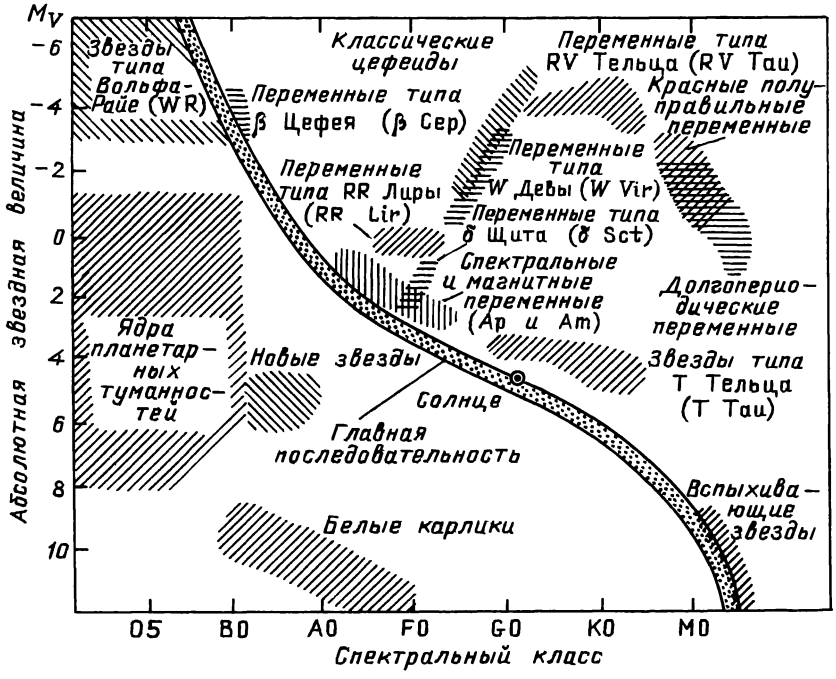


Рис. 10.25. Положение различных групп пульсирующих переменных на диаграмме Герцшпрунга—Рессела

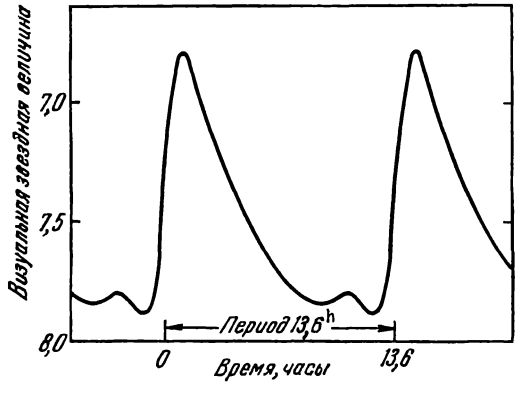


Рис. 10.26. Кривая блеска RR Лиры

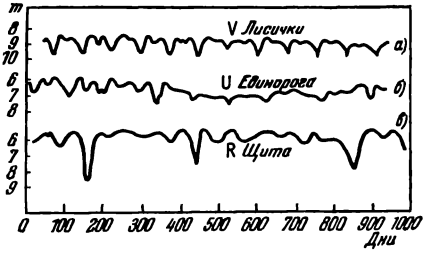


Рис. 10.27. Кривые блеска звезды типа RV Тельца

звезды напоминают звезды типа RR Лиры, отличаясь от них очень малой амплитудой изменения звездной величины, не более $0{,}2^m$. Периоды заключены в пределах от 3 до 6 ч, причем, как и у цефеид, наблюдается зависимость периода от светимости.

Переменные типа RV Тельца. Помимо пульсирующих звезд с правильным изменением светимости, существует ряд типов звезд, характер кривой блеска которых меняется. Среди них выделяются звезды типа RV Тельца, у которых изменения светимости характеризуются чередованием глубоких и мелких минимумов (рис. 10.27), происходящих с периодом от 30 до 150 дней и с амплитудой от 0,8 до 3,5 звездных

величин. Звезды типа RV Тельца принадлежат к гигантам спектральных классов F, G или K. У многих из них вблизи эпохи максимума в спектре появляются эмиссионные линии, а около минимума — полосы поглощения титана. Это говорит о том, что спектр звезд типа RV Тельца сочетает признаки как горячих звезд ранних спектральных классов, так и поздних холодных.

Звезды типа μ Цефея принадлежат к спектральному классу M и называются *красными полуправильными переменными*. Они отличаются иногда очень сильными неправильностями изменения светимости, происходящими за время от нескольких десятков до нескольких сотен суток.

Неправильные переменные располагаются на диаграмме спектр—светимость рядом с полуправильными. Это звезды класса M, у которых не удается обнаружить повторяемости изменения светимости.

Мириды. Ниже неправильных переменных на диаграмме Герцшпрунга—Рессела лежат звезды с эмиссионными линиями в спектре, плавно меняющие свою светимость в видимой области за очень большие промежутки времени (от 70 до 1300 дней) и в очень больших пределах (до 10^m). Замечательной представительницей звезды этого типа является *o* (омикрон) Кита, или, как ее иначе называют, Мира (Дивная). Ее кривая блеска изображена на рис. 10.28. Поэтому весь этот класс звезд называют *долгопериодическими переменными типа Миры Кита* или *миридами*. В спектрах всех мирид присутствуют эмиссионные линии водорода (в максимуме) или металлов (перед минимумом). Длина периода у долгопериодических переменных звезд колеблется около среднего значения в пределах до 10 % в обе стороны.

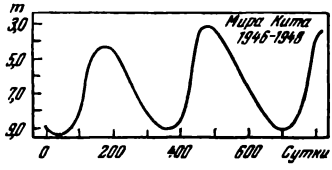


Рис. 10.28. Кривая блеска Миры Кита

§ 10.9. Эволюция звезд с потерей массы

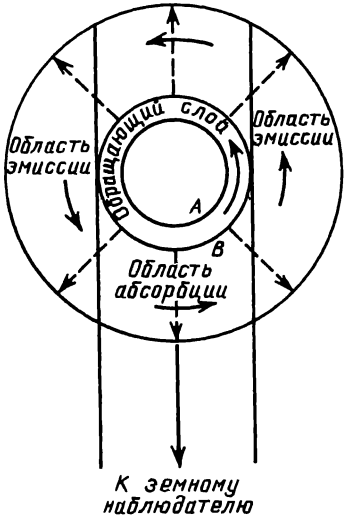


Рис. 10.29. Схема возникновения спектра звезды с оболочкой

До сих пор предполагалось, что в ходе эволюции масса звезды не меняется. Однако существование звездного ветра, как отмечалось в § 10.5, в некоторых случаях приводит к существенной потере массы. Особенно это касается массивных звезд высокой светимости, у которых звездный ветер обусловлен световым давлением и усилен быстрым вращением, как это имеет место для Be-звезд (§ 10.3). Ультрафиолетовые спектры звезд наибольшей светимости говорят о потере массы со скоростью от 10^{-7} до $10^{-5}\mathfrak{M}_\odot$ в год.

P Лебедя (P Cyg) — классический пример таких звезд. Это — сверхгигант класса B0—B1 со светимостью порядка $2 \cdot 10^5 L_\odot$. Спектр этой звезды имеет сильные, но не особенно широкие эмиссионные линии со смещенными в фиолетовую сторону абсорбционными компонентами на фоне высокотемпературного континуума. Возникновение такого спектра связано с расширяющейся оболочкой, окружающей звезду (рис. 10.29). Скорость расширения оболочки составляет 200–300 км/с, и общая потеря

массы порядка $2 \cdot 10^{-5}\mathfrak{M}_\odot$ в год. Звезды типа P Лебедя отличаются неправильной переменностью с внезапными скачками блеска.

Замечательна история самой P Cyg. В 1600 г. эта ничем ранее не выделявшаяся звезда стала быстро увеличивать свою яркость до 3^m, оставаясь после этого несколько лет без изменения. К 1625 г. она ослабела до 6^m, но в середине столетия снова «разгорелась» и достигла $3{,}5^m$. В 1715 г. звезда вернулась к звездной величине около 5^m и с тех пор испытывает лишь незначительные флуктуации.

Звезды типа Вольфа—Райе (WR) — немногочисленная группа наиболее ярких звезд (абсолютная звездная величина до -7^m). Их наблюдается около 160, а всего в нашей Галактике должно быть порядка 10^3 звезд типа WR. Поскольку примерно половина из них входит в тесные двойные системы, известны их массы. В среднем они составляют $10\mathfrak{M}_\odot$, но есть объекты с массами более $60\mathfrak{M}_\odot$. В их спектрах на фоне непрерывного спектра наблюдаются широкие эмиссионные линии, принадлежащие атомам H (относительно более слабые) и He, а также высокоионизованным ионам (He II, N III–N V, C III–C IV, O III–O V). Ширина и форма этих линий указывает на расширение оболочек, окружающих звезды Вольфа—Райе, происходящее со скоростями до 1–2 тыс. км/с. Энергия, излучаемая в линиях, сравнима с энергией в непрерывном спектре. Ее источником является мощное ультрафиолетовое излучение очень горячей звезды, эффективная температура которой достигает 100 000 K! При такой температуре давление излучения ускоряет наружные слои звезды до скоростей выше параболической. Поэтому под действием светового давления звезда теряет вещество со скоростью порядка $10^{-5}\mathfrak{M}_\odot$ в год. Очевидно, что в такое состояние звезда перешла очень недавно. Расчеты моделей таких звезд говорят о том, что эти звезды находятся в стадии выгорания гелия в ядре.

В атмосферах звезд WR водорода существенно меньше, чем гелия, поскольку наружные свои слои звезда уже сбросила и стали видны более глубокие ее слои, обогащенные гелием в результате ядерных реакций.

Планетарные туманности. Известны звезды, которые всего несколько тысяч лет назад были красными гигантами, а сейчас наблюдаются в виде ярких и горячих объектов, окруженных кольцевой газовой оболочкой. По внешнему сходству с дисками планет, наблюдаемыми в телескоп, эти оболочки называются планетарными туманностями (рис. 10.30). В центре их обычно находится горячая звезда, спектр которой напоминает спектр звезд Вольфа—Райе или звезд класса O.

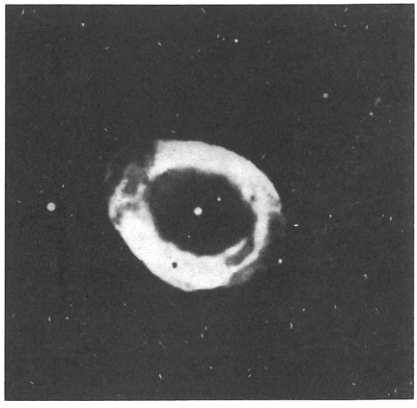


Рис. 10.30. Планетарная туманность в созвездии Лиры

Самым близким и крупным из подобных объектов является планетарная туманность Хеликс в созвездии Водолея[4]. Ее видимый размер только вдвое меньше Луны. При расстоянии в 700 пк это соответствует истинным размерам туманности почти в 3 пк. Очень известной также является кольцевая туманность в созвездии Лиры. Большинство планетарных туманностей, которых в настоящее время найдено около 1 200, имеют значительно

[4] Она еще называется Улиткой.

меньшие размеры, в среднем 0,2 пк, и концентрируются преимущественно к центру Галактики, а не к плоскости ее симметрии.

Спектры самих планетарных туманностей (рис. 10.31) представляют собой слабый континуум, на фоне которого видны яркие эмиссионные линии, причем сильнее всего выделяются запрещенные линии однократно и двукратно ионизованных кислорода и азота (особенно небулярные линии N_1 и N_2 см. § 6.6), линии водорода и нейтрального гелия. По внешнему виду планетарные туманности, как правило, симметричны и часто имеют вид колец. Они представляют собой оболочку из сильно разреженного ионизованного газа, окружающую звезду и имеющую нередко форму тора. По смещениям линий в спектрах планетарных туманностей обнаружено, что они расширяются в среднем со скоростью в несколько десятков километров в секунду.

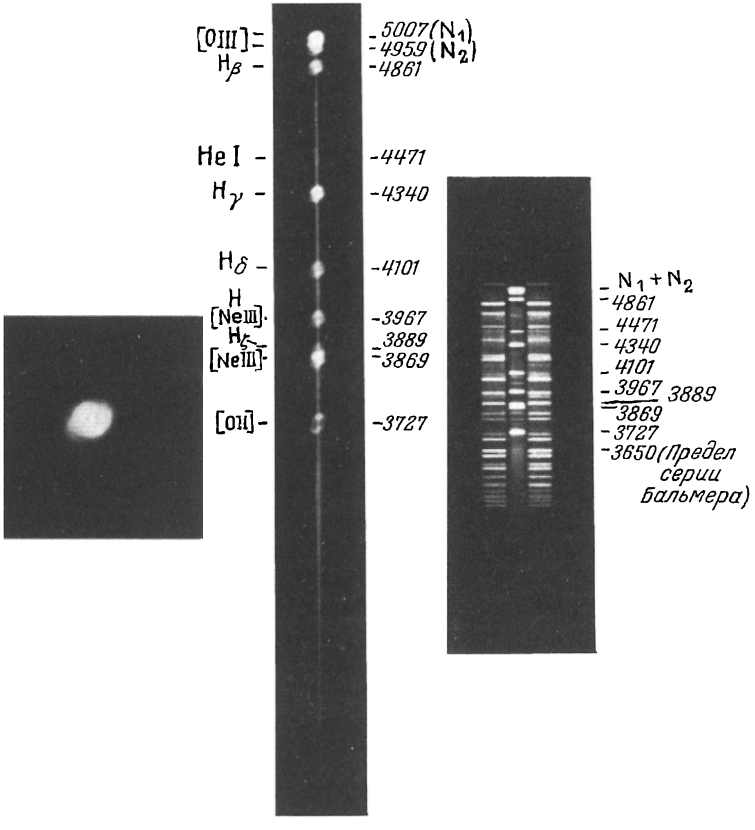


Рис. 10.31. Бесщелевой (в середине) и щелевой (справа) спектры планетарной туманности NGC 6543, изображенной слева. Цифры — длины волн в Å

Полное количество энергии, излучаемой всей планетарной туманностью, в десятки раз больше, чем излучение ядра в видимой области спектра. Поскольку центральная звезда очень горячая и обладает температурой во много десятков тысяч кельвинов, максимум ее излучения лежит в невидимой ультрафиолетовой области спектра. Жесткое излучение ядра ионизует разреженный газ туманности и нагревает его до температуры около десяти тысяч кельвинов. Рекомбинируя, атомы

туманности испускают видимое излучение, спектр которого содержит наблюдаемые эмиссионные линии (в том числе и запрещенные) и слабое непрерывное свечение.

По-видимому, планетарные туманности — определенная стадия эволюции некоторых звезд, возможно, похожих на неправильные переменные типа RV Тельца. Планетарная туманность — это оболочка, которую звезда сбрасывает с себя. Масса такой оболочки порядка 0,1 массы Солнца. При этом обнажаются ее горячие внутренние слои. Судя по скорости расширения, отделение оболочки должно происходить очень быстро (около 20 000 лет). За это время ядра планетарных туманностей претерпевают значительные изменения. Прежде всего, их радиус уменьшается от 10 до $0{,}03R_\odot$, а светимости падают от $3 \cdot 10^4$ до $3L_\odot$. По спектрам молодые ядра похожи на звезды Вольфа—Райе, а старые — на белых карликов, но значительно горячее и ярче них. Есть все основания полагать, что в конечном счете ядра планетарных туманностей превращаются в белые карлики.

Образование планетарных туманностей — очень наглядный, но лишь частный пример потери массы звездой. Поздняя стадия эволюции звезд промежуточных масс полностью определяется истечением вещества. Потеря вещества, в основном, происходит в виде звездного ветра, имеющего скорость 10–30 км/с. Оболочка планетарной туманности содержит лишь небольшую часть вещества (по сравнению с 70–80 % массы вещества, теряемого звездой в течение ее жизни). Причины столь сильной потери массы еще недостаточно изучены. Большую роль, возможно, играет конвекция, сильно увеличивающая протяженность оболочки красных гигантов. Кроме того, в наружных слоях скорее всего происходит образование твердых частиц-пылинок, движение которых затем ускоряется от звезды световым давлением.

§ 10.10. Сверхновые звезды

Далеко не все звезды на поздних этапах эволюции сбрасывают часть своей массы путем непрерывного истечения звездного ветра или спокойного отделения планетарной туманности. Последнее, по-видимому, характерно для звезд с массой порядка солнечной. Звезды с массами $\mathfrak{M} > 8\mathfrak{M}_\odot$ завершают свою эволюцию катастрофически, проходя стадию вспышки *сверхновой* звезды. Звезды, вспыхнувшие как сверхновые, обозначаются SN (или, по-русски, СН) с указанием года открытия и добавлением латинской буквы, соответствующей порядковому номеру SN, обнаруженной в данном году. Так, например, SN 1986 B обозначает вторую SN, открытую в 1986 г. Вспышка сверхновой — одно из наиболее грандиозных и замечательных явлений природы. Оно соответствует переходу звезды в конечную стадию ее эволюции. Взрыв SN сопровождается образованием атомных ядер тяжелых химических элементов.

Вспышки сверхновых звезд. Сверхновыми называются звезды, внезапно увеличивающие свою светимость в десятки миллионов раз и в максимуме достигающие абсолютной звездной величины от -14 до -21^m, т. е. светимости более 10^{41} эрг/с (10^{34} Вт), что нередко превышает светимость всей материнской галактики.

Обычно вспышка длится несколько сотен дней, так что полная энергия, излучаемая сверхновой, превышает 10^{48}–10^{49} эрг, т. е. в тысячи раз больше, чем для новых (см. § 10.12). Солнце излучает такую же энергию за всю свою жизнь. Важно, что это относится только к фотонной светимости сверхновой. С учетом энергии, уносимой нейтрино, энергия взрыва значительно больше и составляет около $5 \cdot 10^{53}$ эрг. Согласно современным теоретическим оценкам, непосредственно перед взрывом (предсверхновая) звезда уже имеет нейтринную светимость порядка $10^{15}L_\odot$.

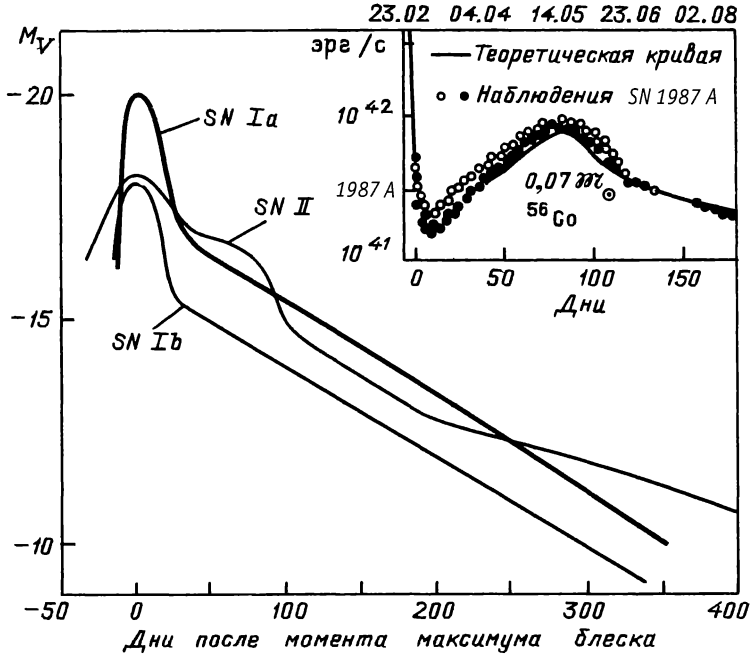


Рис. 10.32. Кривые блеска типичных сверхновых звезд

Обычно по характеру кривой блеска и по спектрам сверхновые делят на два типа. Они, по-видимому, соответствуют существенно разной физической природе явления: либо термоядерному взрыву старого маломассивного карлика, либо коллапсу гигантской массивной звезды с непременным разлетом ее оболочки.

Сверхновые I типа (SN I) отличаются поразительным сходством кривых блеска (рис. 10.32), имеющих симметричный узкий максимум, в среднем соответствующий абсолютной величине -20^m, и линейную часть, на которую звезда выходит примерно через месяц после вспышки и которая соответствует уменьшению светимости вдвое примерно за 50 дней. Спектры SN I долгое время совсем не удавалось отождествить. Наконец, с большим трудом было установлено, что основные детали спектра, типа верхнего на рис. 10.33, являются линиями поглощения. Тогда стало ясно, что в них присутствуют линии Ca, Mg, Fe, Si, O и, по-видимому, Co, но линий водорода и гелия — нет! При этом линии настолько расширены, что часто образуют широкие полосы, соответствующие разлету газов со скоростями 10–20 тыс. км/с.

Интенсивность, структура и положение полос часто меняются, что говорит о взрывном, нестационарном характере явления. Примерно через 200 суток после максимума непрерывный спектр ослабевает и все излучение звезды сосредоточивается в многочисленных запрещенных линиях железа (Fe II и Fe III).

По наличию или отсутствию в спектре сверхновых I типа в эпоху максимума линии поглощения ионизованного кремния они разделяются на тип Ia и Ib.

По современным представлениям, вспышки SN Ia связаны со взрывом аккрецирующего белого карлика в тесных двойных системах (см. § 10.12), а SN Ib — конечный продукт эволюции молодых массивных звезд типа Вольфа—Райе.

Сверхновые II типа (SN II) имеют светимость в максимуме в среднем на 2^m меньше, чем, SN I и кривые блеска, сильно различающиеся по скоростям спада.

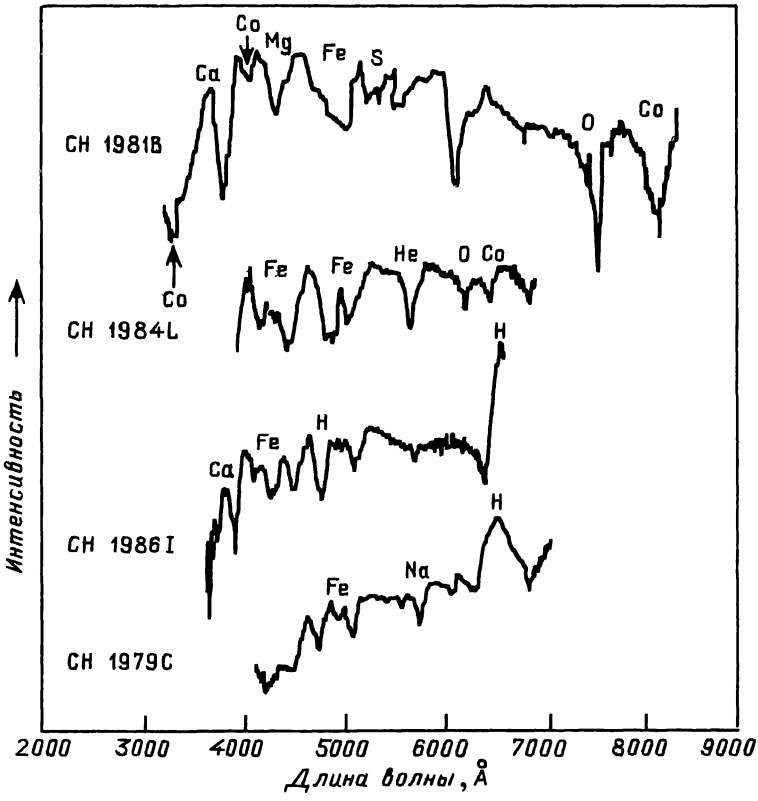


Рис. 10.33. Спектры сверхновых

У некоторых SN II имеется вблизи максимума участок постоянной светимости и даже вторичный максимум, как в случае уникальной SN 1987 A (рис. 10.32 и врезка вверху справа).

В отличие от SN I в спектре SN II имеются линии водорода и гелия (иногда только гелия), а также линии Na I, Mg, Ca II, Fe II. Позже появляются запрещенные линии O I.

В настоящее время считается твердо установленным, что вспышка SN II знаменует конец спокойной термоядерной эволюции массивной звезды с $\mathfrak{M} > 8\mathfrak{M}_\odot$. Однако вопрос о том, все ли массивные звезды ожидает такая судьба или возможен «тихий» коллапс, — еще не ясен.

Сверхновые в нашей и других галактиках. Во многих обсерваториях мира ведется регулярная служба сверхновых, для чего каждую ясную ночь фотографируют области ближайших галактик. К сожалению, чаще всего SN замечают после максимума, когда блеск уже начинает спадать и наиболее ценные данные о предмаксимальной и максимальной фазах упускаются. В эпоху максимума вспышку легче заметить, так как светимость SN соизмерима со свечением всей галактики и во время вспышки вид объекта резко меняется.

Таким путем зарегистрировано уже свыше 500 вспышек сверхновых в различных галактиках. Однако в нашей звездной системе их наблюдали буквально считанные единицы. По описаниям дотелескопических наблюдений удалось установить около

десятка сверхновых, заведомо вспыхнувших в нашей Галактике. Самой яркой из них, по-видимому, была SN 1006 г. Однако наиболее замечательной была упоминаемая в летописях Сверхновая 1054 г., вспыхнувшая в созвездии Тельца и наблюдавшаяся китайскими и японскими астрономами. Внезапно появившаяся «звезда-гостья» была видна даже днем.

Наблюдение другого подобного явления в 1572 г. описано значительно подробнее датским астрономом Тихо Браге. Было отмечено внезапное появление «новой» звезды в созвездии Кассиопеи. За несколько дней она стала ярче Венеры. Затем ее излучение начало постепенно ослабевать, причем угасание сопровождалось колебаниями светимости и небольшими вспышками. Через два года она перестала быть видна невооруженным глазом. В 1604 г. вспышку сверхновой звезды наблюдал Кеплер в созвездии Змееносца.

Известно еще свыше 140 областей вспышек сверхновых в нашей Галактике по их газовым остаткам. Это внешние слои звезды, выброшенные при взрыве, которые разлетелись в межзвездную среду, сгребая имеющийся в ней газ. Так образовались своеобразные волокнистые газовые туманности-оболочки, например знаменитая *Крабовидная туманность*, туманность *Кассиопея А*, огромная (видимый угловой диаметр около 3°) *Волокнистая туманность в Лебеде*.

Таким образом, за 600 лет в нашей Галактике было зарегистрировано четыре вспышки сверхновых. Учитывая ненаблюдаемые области, а также частоту взрывов сверхновых в других галактиках, обычно принимают, что в среднем в галактике типа нашей одна вспышка происходит за 30–50 лет. Поэтому естественно ожидать, что в скором времени нам предстоит быть свидетелями очередной вспышки сверхновой в нашей или в одной из ближайших галактик. Последний раз событие такого рода наблюдалось в 1885 г. в туманности Андромеды. В то время расстояние до этой галактики было занижено и считалось, что звезда, названная S Андромеды, — новая. После уточнения шкалы расстояний стало ясно, что S And — объект не известной еще природы. Однако термин *сверхновая* появился только в 1934 г. И вот в 1987 г. произошло подлинное астрономическое событие века — вспышка сверхновой в самой близкой к нам галактике.

Сверхновая 1987 А была открыта 24 февраля в Большом Магеллановом Облаке (БМО), находящемся на расстоянии 50 кпк. Следовательно, само событие произошло 163 тысячи лет тому назад.

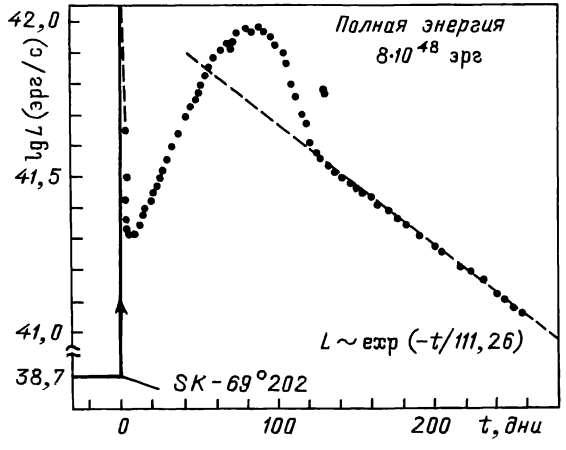


Рис. 10.34. SN 1987 A

К 20 мая SN 1987 A достигла максимума: 3^m в системе V и абсолютной звездной величины $-15{,}5^m$ (см. рис. 10.32 и 10.34).

Однако этот максимум оказался вторичным. Началом вспышки был никогда ранее не наблюдавшийся резкий пик светимости $\sim 10^{45}$ эрг/с (более $10^{11} L_\odot$). В дни открытия 24–26 февраля впервые в истории наблюдений SN был зафиксирован конец этого всплеска, означавшего выход взрывной ударной волны в фотосферу звезды. Узость начального пика светимости связана с компактностью

звезды — главной особенностью SN 1987 A: взрыв произошел не с красным, как обычно, а с более компактным голубым сверхгигантом.

Впервые имеются надежные данные о звезде до вспышки. Установлено, что это была компактная звезда, голубой сверхгигант класса B3 I с массой около $20\mathfrak{M}_\odot$, по-видимому, в ходе эволюции вернувшийся из области красных гигантов на диаграмме Герцшпрунга—Рессела в область горячих звезд после потери наружных слоев, унесенных звездным ветром. Эти слои, «подсвеченные» жестким излучением во время вспышки, отлично видны на фотографиях, полученных с борта космического телескопа им. Хаббла. Характерная особенность, видимая на фотографиях, — кольцеобразные структуры, которые, возможно, связаны с асимметричным истечением вещества в звездном ветре на стадии красного сверхгиганта.

Особая ценность наблюдений SN 1987 A связана с тем, что так же впервые был использован весь современный набор методов всеволновой астрономии, включая оптические, радио- и внеатмосферные наблюдения. В последних принимали участие шесть космических аппаратов, выполнявших международные программы и принадлежавших СССР, США и Японии. Наблюдениями, включая наземные, был охвачен весь диапазон электромагнитного излучения от гамма-лучей до ИК- и радиодиапазона. Гамма-излучение впервые зарегистрировано от SN. Оно дало уникальную информацию, явившуюся прямым доказательством предсказываемого теорией нуклеосинтеза кобальта во время вспышек сверхновых.

Наконец, за несколько часов до открытия SN 1987 A был зарегистрирован несколькими станциями небольшой поток нейтрино, излученных в результате коллапса ядра звезды. Тем самым современная нейтринная астрономия вышла за пределы Солнечной системы и всей Галактики.

Физика вспышек сверхновых. Для понимания причин взрыва сверхновых необходимо вспомнить, что в соответствии с данными табл. 10.6 у звезд различных масс в ходе эволюции образуется сложная слоистая структура. При этом отдельные слои или оболочки вложены друг в друга как в гигантской луковице. На границе каждой оболочки из более легких элементов синтезируются более тяжелые. Плотность и температура растут к центру. На рис. 10.35 эта структура доведена до предельного случая «спокойной» эволюции звезды с массой $\mathfrak{M} > 8\mathfrak{M}_\odot$. В результате последовательного термоядерного горения углерода, неона, кислорода и кремния на последней стадии быстро (примерно за сутки) образуется железоникелевое ядро и цепочка возможных термоядерных превращений завершается. Следующим этапом должен быть взрыв сверхновой. Однако момент наступления взрыва зависит от того, вырожден или не вырожден газ в ядре.

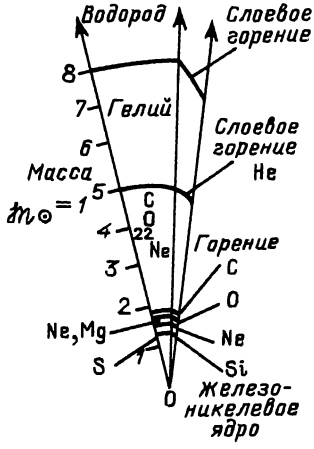


Рис. 10.35. Модель предсверхновой

Звезды с массами от 4 *до* $8\mathfrak{M}_\odot$ имеют вырожденное ядро уже на углеродно-кислородной стадии, т. е. значительно раньше, чем фаза, изображенная на рис. 10.35. Поэтому вследствие охлаждения из-за излучения нейтрино выгорание углерода на этой стадии задерживается подобно тому, как это объяснялось для карликов с вырожденным гелиевым ядром перед их гелиевой вспышкой. Разница в том, что при температурах выше 10^9 становятся существенными взаимодействия электронов

и протонов ($p + e^- \to n + \nu$) и тепловая энергия, уносимая нейтрино, является основным источником охлаждения звезды.

Масса растет за счет действия слоевых источников энергии вплоть до критического значения, при котором силы гравитации начинают превышать силы давления релятивистского вырожденного газа. Это значение около $1{,}4\mathfrak{M}_\odot$ называется *пределом Чандрасекара* и будет выведено в § 10.11. При приближении массы ядра к пределу Чандрасекара в ядре в конце концов возникают условия для взрывного (мгновенного) загорания углерода. Внезапный рост температуры снимает вырождение и начинается коллапс (катастрофическое сжатие) всей звезды. Сильный нагрев падающего к центру вещества, еще не прошедшего все стадии ядерного горения, приводит к мощному ядерному взрыву всей звезды, наблюдаемому, можно полагать, в виде вспышки сверхновой I типа. У этих звезд образование элементов Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni (так называемого железного пика на кривой рис. 10.22) происходит в процессе ядерного взрыва.

Образование этих ядер знаменует исчерпание ядерного топлива в центральных частях звезды, так как они обладают максимальной среди всех ядер энергией связи в расчете на один нуклон. Это означает, что дальнейшее выделение ядерной энергии в этом веществе невозможно и поддерживать свою светимость звезда может только за счет сжатия.

Звезды с $\mathfrak{M} > 8\mathfrak{M}_\odot$ имеют невырожденное углеродно-кислородное ядро и элементы железного пика успевают возникнуть непосредственно перед вспышкой. Поэтому коллапс, начинающийся с потери механической устойчивости из-за фоторасщепления ядер железа, приводит к мощному выделению гравитационной энергии ядра, коллапсирующего в зависимости от его массы либо в *нейтронную звезду*, либо в *черную дыру*. Природу этих объектов мы рассмотрим в следующем параграфе.

Многие проблемы, связанные со вспышками сверхновых, еще не решены, но благодаря всесторонним исследованиям уникального объекта SN 1987 A, ряд основных положений теории конечных фаз эволюции звезд получил убедительное подтверждение.

Рассмотрим лишь важнейшие из них.

Всплеск нейтринного излучения (порядка десятка событий), отмеченный несколькими станциями, был первым дошедшим до нас сигналом о том, что произошел коллапс звезды. Он начался, когда в ядре температура приблизилась к 10^{10} K, а плотность достигла $10^8 - 10^9$ г/см^3. В процессе коллапса, когда образовалась, скорее всего, нейтронная звезда, за время порядка 1 с ядро сжалось до радиуса $\sim$ 20 км, а его плотность возросла до 10^{14} г/см^3. При этом в ядре выделилась гравитационная энергия порядка $5 \cdot 10^{53}$ эрг.

С началом коллапса происходит расщепление ядер железа на протоны p, нейтроны n и α-частицы под действием γ-квантов.

В результате слабого взаимодействия (§ 2.12) протонов и нейтронов с электронами и позитронами

$$p + e^- \to n + \nu_e \quad \text{и} \quad n + e^+ \to p + \tilde{\nu}_e$$

образуются нейтрино и антинейтрино, уносящие основную энергию взрыва за время охлаждения нейтронной звезды порядка 10 с. Наблюдавшийся всплеск нейтринного излучения, как показали расчеты, в точности подтверждает эту картину явления.

Ударная волна от ядерного взрыва, согласно расчетам, достигла фотосферы звезды через 0,5–2,5 ч. Это хорошо согласуется с временем открытия SN 1987 A по оптическим наблюдениям, которое произошло на стадии конца быстрого

спада блеска после пика. Это было примерно через три часа после регистрации нейтринного всплеска, по времени близкого к моменту взрыва. При радиусе предсверхновой около $7R_\odot$ это соответствует средней скорости ударной волны 10 тыс. км/с. Прохождение через звезду этой мощной ударной волны привело к выбросу оболочки с массой около $16\mathfrak{M}_\odot$. Проходя через фотосферу, фронт ударной волны нагрел ее до температуры несколько миллионов кельвинов. Практически мгновенно ($\sim$ 100 с) светимость увеличилась, а видимая звездная величина в системе V уменьшилась на $5-6^m$. Длительность этого пика не превышала часа! Учитывая редкость SN, погодные условия и малочисленность астрономов, регулярно несущих службу их обнаружения, не удивительно, что первичный максимум всплеска никто никогда еще не наблюдал!

Дополнительные источники энергии. Наличие на кривой блеска вторичного максимума на 86–87-й день свидетельствует о существовании дополнительного источника энергии. Прямолинейный спад кривой блеска примерно после 120 дня, соответствующий экспоненциальному затуханию источника с характерным временем около 111,26 суток, объясняется радиоактивным распадом ^{56}Co, происходящим в точности за такое же характерное время и являющимся промежуточным этапом цепочки реакций захвата электронов ядрами

$$\Phi 56\mathrm{Ni} + e^- \to \Phi 56\mathrm{Co} + \gamma \quad \text{и} \quad \Phi 56\mathrm{Co} \to \Phi 56\mathrm{Fe} + e^+ + \gamma.$$

Радиоактивный никель образуется в момент или незадолго до взрыва. И время его распада $\tau \approx 8{,}8$ суток объясняет более крутую часть кривой блеска сразу после максимума. Детальное ее сопоставление с результатами расчетов (рис. 10.32) позволяет оценить массу никеля, буквально на наших глазах превратившегося в железо:

$$\mathfrak{M}_{\mathrm{Fe}} \approx 0{,}07\mathfrak{M}_\odot.$$

Напомним, что линии поглощения Co ранее уже наблюдались в спектрах SN-звезд (рис. 10.33). Без сомнения они присутствуют и в спектре SN 1987 A. Однако самым важным наблюдательным подтверждением нуклеосинтеза в SN 1987 A явилось наблюдение гамма-излучения, возникающего при распаде $\Phi 56$Co (γ-линия с энергией квантов 0,847 МэВ). Тем самым получено прямое доказательство теоретических предсказаний о нуклеосинтезе $\Phi 56$Co во время вспышек SN-звезд.

Остатки вспышек сверхновых звезд. В нашей Галактике известно свыше сотни остатков вспышек сверхновых звезд; десятки их обнаружены в других, ближайших к нам галактиках. Большая часть этих остатков наблюдается только в радиодиапазоне, около половины зарегистрированы также как источники рентгеновского излучения. Несколько десятков наиболее близких объектов отождествлены с волокнистыми газовыми туманностями — остатками оболочек, сброшенных при взрыве и продолжающих свое расширение в межзвездную среду.

Газовые остатки вспышек сверхновых бывают двух типов: *оболочечные*, подобные волокнистой туманности Петля в Лебеде, и *плерионы* — типа *Крабовидной туманности*, в которой излучает весь наблюдаемый объем. Число известных плерионов невелико из-за их значительно меньшего времени жизни.

Крабовидная туманность в созвездии Тельца (плерион) NGC 1952, или M1 (рис. 10.36) — наиболее замечательный и лучше других изученный остаток вспышки сверхновой. Доплеровское смещение ее эмиссионных спектральных линий говорит о скорости расширения около 1 200 км/с. По-видимому, расширение происходит даже с некоторым ускорением.

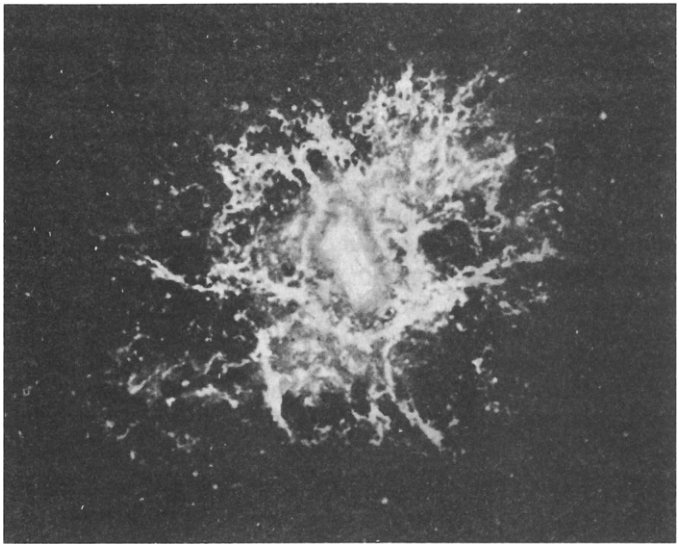


Рис. 10.36. Крабовидная туманность

Современные размеры туманности ($5'$ при расстоянии 2 кпк) соответствует диаметру около 3 пк. Поэтому начало расширения при скорости 1 200 км/с могло бы наблюдаться не более 800 лет назад, т. е. как раз в эпоху вспышки Сверхновой 1054 г. Совпадение по времени и местоположению Крабовидной туманности со «звездой-гостьей», описанной в китайских летописях, с несомненностью говорят о том, что туманность в созвездии Тельца является результатом вспышки сверхновой. Масса Крабовидной туманности составляет от 0,1 до $1\mathfrak{M}_\odot$, а общая мощность излучения объекта порядка 10^{38} эрг/с $\approx 3 \cdot 10^4 L_\odot$. Обычный для газовых туманностей эмиссионный спектр излучается отдельными волокнами, из-за чего монохроматическое изображение Крабовидной туманности в спектральных линиях имеет характерную волокнистую структуру, оправдывающую ее название.

Крабовидная туманность является одним из самых мощных источников радиоизлучения в нашей Галактике, а также очень мощным источником рентгеновского и гамма-излучения. Более 80 % видимого излучения туманности приходится на непрерывный спектр (континуум). Оно создается веществом внутренней области, имеющей аморфный вид. Важная особенность непрерывного излучения — сильная поляризация и нетепловой характер распределения энергии в спектре во всех диапазонах от радио до рентгеновского и гамма.

И. С. Шкловский в 1953 г. обосновал синхротронный механизм этого излучения. Так называется излучение, впервые наблюдавшееся в ускорителях и возникающее при торможении релятивистских электронов, скорость которых сравнима со световой. Торможение возникает из-за того, что магнитное поле туманности заставляет заряженные частицы двигаться вокруг силовых линий поля, испуская при этом излучение, оказывающееся для наблюдателя поляризованным.

До конца 60-х годов оставалось совершенно неясным, каким образом происходит в Крабовидной туманности постоянный приток новых релятивистских электронов, несмотря на то, что вспышка сверхновой давно закончилась. Вопрос прояснился только после того, как были открыты объекты совершенно новой природы.

Пульсары. В августе 1967 г. в Кембридже (Англия) было зарегистрировано космическое радиоизлучение от точечных источников в виде строго следующих друг за другом четких импульсов (рис. 10.37). Продолжительность отдельного импульса у таких источников составляет от миллисекунды до нескольких десятых долей секунды. Резкость импульсов и строгая правильность их повторений позволяют с очень большой точностью определить периоды. Эти объекты были названы *пульсарами* (начало английского слова pulse и конец слова star).

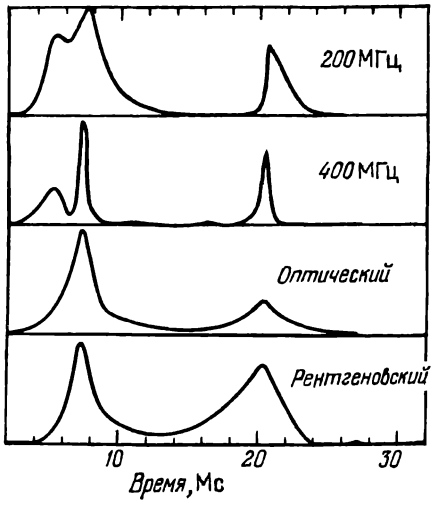


Рис. 10.37. Формы импульсов пульсара Крабовидной туманности

Периоды известных пульсаров заключены в пределах от 0,0015 до 4,3 с. Амплитуды импульсов и их детальная структура могут меняться, но средняя форма импульсов устойчива. К началу настоящего столетия известно свыше 1 000 пульсаров. Все они дают сильно поляризованное радиоизлучение в широком диапазоне длин волн, интенсивность которого круто возрастает с ростом длины волны. Это означает, что излучение имеет нетепловую природу. Расстояния до пульсаров оказываются в пределах от сотен до нескольких тысяч парсеков (в среднем 3 кпк). Таким образом, это сравнительно близкие объекты, заведомо принадлежащие нашей Галактике и концентрирующиеся к ее плоскости.

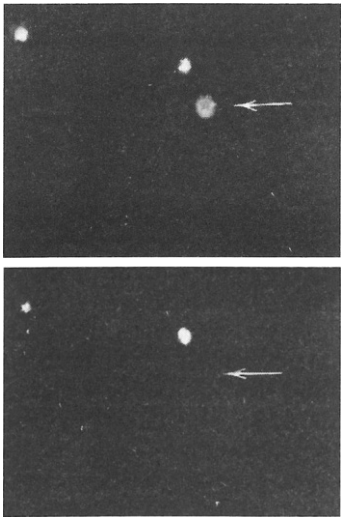


Рис. 10.38. Пульсар PSR 0531. Оптические вспышки пульсара Крабовидной туманности, место пульсара отмечено стрелкой

Пульсары обозначают PSR с последующими четырехзначным числом (без знака, первые две цифры — часы, а последние — минуты прямого восхождения) и двузначным (со знаком — градусы склонения).

Наиболее замечательный пульсар PSR 0531 + 21 в точности совпадает с одной из двух звезд в центре Крабовидной туманности. Специальные наблюдения показали, что оптическое излучение этой звезды также меняется с тем же периодом. В импульсе звезда достигает 13^m, а между импульсами она не видна (рис. 10.38). Такие же пульсации у этого источника испытывает инфракрасное, рентгеновское и гамма-излучение, причем рентгеновское излучение по мощности в 100 раз больше оптического.

Совпадение одного из пульсаров с центром такого необычного образования, как Крабовидная туманность, показало, что они являются как раз теми объектами, в которые после вспышек превращаются сверхновые звезды, а именно — нейтронными звездами, о которых речь будет идти в следующем параграфе.

При массе порядка $1{,}5\mathfrak{M}_\odot$ нейтронные звезды должны иметь радиусы около 10 км. При сжатии

до таких размеров плотность вещества становится порядка ядерной, а вращение звезды, в силу закона сохранения момента количества движения, ускоряется до нескольких сотен оборотов в секунду. При этом промежуток времени между последовательными импульсами равен периоду вращения нейтронной звезды.

Эффект пульсара объясняется периодическим прохождением через наблюдателя узконаправленного конуса излучения, формирующегося вблизи поверхности вращающейся нейтронной звезды с сильным магнитным полем. Действительно, напряженность магнитных полей сжимающейся звезды при сохранении магнитного потока увеличивается от 10^2-10^3 до $10^{12}-10^{13}$ Э. Периодическое появление импульса излучения объясняется наличием магнитных «горячих пятен» на поверхности этих звезд. Здесь уместно говорить о «поверхности», так как внешние слои нейтронной звезды обладают свойствами, напоминающими твердое тело.

Большие и быстро вращающиеся магнитные поля индуцируют в магнитосфере пульсара сильные электрические поля, ускоряющие заряженные частицы до ультрарелятивистских энергий. Эти частицы в свою очередь создают нетепловое излучение пульсара. В итоге кинетическая энергия пульсара трансформируется в электромагнитное излучение и происходит его торможение. Вследствие этого периоды пульсаров медленно увеличиваются со временем. Так, самый молодой пульсар PSR 0531+21 в Крабовидной туманности удваивает свой период за 2 000 лет, а более старые за 10^3-10^7 лет.

Наряду с этим наблюдаются внезапные уменьшения периодов, отражающие резкую перестройку поверхности нейтронной звезды, которая происходит вследствие деформации при замедлении вращения.

Далеко не все нейтронные звезды должны наблюдаться как пульсары. С одной стороны, импульсы связаны с узкой направленностью излучения определенной области, и для их наблюдения необходимо, чтобы Земля попала в узкий конус вдоль этого направления. С другой стороны, в двойной системе, погруженной в оболочку, создаваемую звездным ветром спутника, пульсар может стать ненаблюдаемым.

§ 10.11. Конечные стадии эволюции звезд

На примере планетарных туманностей и вспышек сверхновых видно, что в результате эволюции звезды превращаются в весьма необычные объекты. Наиболее изученными из них являются *белые карлики*.

Белые карлики. Это горячие компактные объекты с массами порядка солнечной, но с радиусами, в 100 раз меньшими. Поэтому плотности их в миллионы раз превышают среднюю плотность звезд, т. е. достигают многих тонн в одном кубическом сантиметре. Вещество такой плотности при звездных температурах неизбежно находится в состоянии вырожденного газа (§ 6.4). Объект такого типа «вызревает» в недрах гиганта в виде вырожденного компактного и плотного ядра. В случае планетарных туманностей, как мы видели, фактически наблюдается быстрый процесс освобождения этого ядра от внешней оболочки и превращения его в белый карлик, лишенный термоядерных источников энергии.

Вследствие малых размеров белые карлики, несмотря на свою высокую температуру, имеют малую светимость. Они располагаются в нижней левой части диаграммы Герцшпрунга—Рессела.

Медленно остывая, белые карлики постепенно излучают запасенную в их недрах тепловую энергию, т. е. энергию обычных тепловых движений невырожденных тяжелых частиц (атомных ядер). Излучение белых карликов и их остывание

не сопровождается изменением давления в недрах, поскольку в основном это давление создается вырожденными электронами. Из-за того, что не меняется давление, не происходит и дальнейшая перестройка белых карликов. В этом их отличие от обычных звезд: их средняя теплоемкость положительна.

У наиболее горячих белых карликов эффективная температура достигает $7 \cdot 10^4$ К. Однако известны и более холодные объекты (*желтые и красные белые карлики*) с температурой вплоть до 5 000 К. Отличие свойств белых карликов от обычных звезд заметно проявляется в их спектрах. Спектральные линии помимо сильного расширения, вызванного большим давлением, имеют заметное релятивистское красное смещение. Это является следствием эффекта общей теории относительности, согласно которой частота излучения, выходящего из области сильного гравитационного поля, уменьшается. У некоторых белых карликов основные линии принадлежат гелию, а водородные линии сильно ослаблены или даже совсем отсутствуют, что является прямым указанием на отсутствие в них водорода, который в результате предшествовавшей эволюции превратился в более тяжелые элементы.

Замечательной особенностью белых карликов является существование строгого ограничения на возможные значения их масс (*предел Чандрасекара*).

Предельную массу белого карлика можно найти, если рассмотреть последовательность этих звезд с возрастанием их масс. Считая их однородными (плотность $\rho = \text{const}$), можно воспользоваться формулой (8.9) для определения давления в центре звезды $P_{\text{грав}} = 10^{-8}\varrho^{4/3}\mathfrak{M}^{2/3}$, откуда следует, что с ростом $\mathfrak{M}$ давление $P_{\text{грав}}$ также увеличивается. С другой стороны, давление внутри белого карлика определяется электронным вырожденным газом и зависит только от плотности вещества. С увеличением ρ электронный газ становится релятивистски вырожденным, скорости электронов приближаются к скорости света c, и зависимость между P и ρ асимптотически приближается к выражению (6.17 *б*), т. е. $P_{\text{эл}} = 10^{15}\rho^{4/3}$. Приравнивая $P_{\text{эл}}$ и $P_{\text{грав}}$, получаем предельную массу, или предел Чандрасекара $\mathfrak{M}_{\text{ч}}$. Более точный расчет, учитывающий рост плотности к центру звезды, дает для углеродного белого карлика

$$\mathfrak{M}_{\text{ч}} = 2{,}8 \cdot 10^{33} \text{ г} = 1{,}46\mathfrak{M}_{\odot}. \tag{10.45}$$

По мере увеличения массы белого карлика $\mathfrak{M}$ и приближения ее к пределу Чандрасекара плотность вещества в недрах звезды неограниченно возрастает, а связь между давлением и плотностью все точнее описывается законом $P \sim \rho^{4/3}$. Радиус белого карлика при этом, как показывает расчет, стремится к нулю. При $\mathfrak{M} > \mathfrak{M}_{\text{ч}}$ белый карлик вообще не может существовать как устойчивый объект, поскольку сила давления вырожденного газа оказывается неспособной противостоять гравитации. В этом случае механического равновесия нет, звезда должна быстро сжиматься (*коллапсировать*). Этот *коллапс*, в некоторых случаях может приводить к возникновению нейтронной звезды.

Нейтронные звезды. Фактически почти вся звездная эволюция может рассматриваться как своеобразный процесс нейтронизации первоначально почти протонного вещества. Действительно, если в чистом водороде число нейтронов равно нулю, то в исходной для современного звездообразования смеси водорода с 10 % гелия (по числу атомов) имеем на девять протонов одну альфа-частицу, т. е. отношение числа нейтронов и протонов уже равно $2/13 \approx 1/6$.

Превращение водорода в гелий увеличивает это отношение до $1/2$. Выгорание гелия и последующие звенья альфа-процесса протекают без увеличения числа

нейтронов. В конце эволюции звезд вещество становится вырожденным, а энергия электронов так возрастает, что они могут захватываться ядрами.

В предыдущем параграфе мы видели, как при этом в результате β-процессов увеличивается число нейтронов в ядрах элементов железного пика в цепочке реакций $^{56}\mathrm{Ni} \to {}^{56}\mathrm{Co} \to {}^{56}\mathrm{Fe}$. При очень больших плотностях подобные процессы становятся доминирующими, и захваты электронов ядрами приводят к нейтронизации вещества. Иногда образно говорят, что при очень больших плотностях электроны как бы вдавливаются в протоны.

Важно, что эти процессы сопровождаются излучением нейтрино, свободно уносящими энергию из атомных ядер и из всей звезды. С началом нейтронизации происходит исчезновение электронов, «вдавливаемых» в ядра. В центральных слоях звезды, где газ вырожден, это ведет к падению давления, потере механической устойчивости и коллапсу. В результате коллапса достигаются плотности $\rho \sim 10^{12}$ г/см^3, при которых нейтронизация как раз и становится энергетически наиболее выгодной. Для вырожденного нейтронного газа $P \sim \rho^{5/3}$ и возможны устойчивые звездные конфигурации при массах больше $\mathfrak{M}_\text{ч}$. Критическое значение массы для нейтронных звезд зависит от уравнения состояния ядерной материи (еще недостаточно известного). Однако включение поправок, вносимых общей теорией относительности, а также учет действия ядерных сил (т. е. неидеальности нейтронного газа) позволяют установить, что для нейтронных звезд также существует предельная масса

$$\mathfrak{M}_\text{max} \approx (2 \div 2{,}5)\mathfrak{M}_\odot.$$

При этом плотность в центре ρ_0, превышает 10^{15} г/см^3.

Минимальная масса нейтронной звезды порядка $0{,}1\mathfrak{M}_\odot$. Ей соответствует $\rho_0 = 2 \cdot 10^{14}$ г/см^3. Таким образом, вещество нейтронных звезд обладает плотностью, близкой к плотности ядерной материи $\rho_\text{яд} \approx 2{,}8 \cdot 10^{14}$г/см^3. С ростом массы радиус нейтронной звезды убывает от 200 при $\mathfrak{M} = 0{,}1\mathfrak{M}_\odot$ до 10 км при $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_\text{max}$.

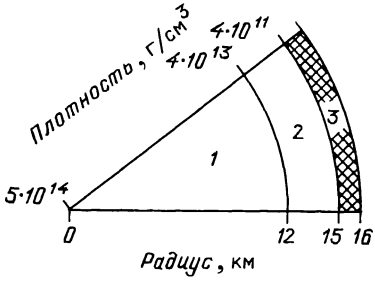


Рис. 10.39. Модель нейтронной звезды

На рис. 10.39 приведена схема строения типичной нейтронной звезды с радиусом 16 км и $\rho_0 = 5 \cdot 10^{14}$ г/см^3. Центральная область 1 — жидкое ядро, состоящее из нейтронов с малой примесью протонов и электронов; она окружена внутренней корой 2 из атомных ядер, переобогащенных нейтронами, с примесью свободных нейтронов; внешняя кора 3 состоит из ядер ^{56}Fe, образующих кристаллическую решетку, и вырожденных электронов.

Нейтронные звезды могут образовываться в результате гравитационного коллапса на конечных стадиях эволюции достаточно массивных звезд. Например, когда газ в центральной области (ядре) вырожден, а его масса превышает предел Чандрасекара $\mathfrak{M}_\text{ч}$, наступает коллапс. Тогда за время порядка 1 с центральные области сжимаются до ядерных плотностей. Одновременно происходит нейтронизация, электроны как бы вдавливаются в протоны и образуется нейтронная жидкость. Так, возможно, возникают нейтронные звезды с массами, заключенными между $\mathfrak{M}_\text{ч}$ и $\mathfrak{M}_\text{max}$.

При сжатии обычной звезды в нейтронную напряженность магнитного поля усиливается до 10^{12} Э (так как магнитный поток должен сохраняться). Это значение напряженности магнитного поля оказывается в тысячу раз больше, чем внутри

атомов, и объясняет важнейшие особенности нейтронной звезды, наблюдаемые у пульсаров (ускорение частиц, горячие пятна), о которых говорилось в конце § 10.10.

Черные дыры. При массах, больших нескольких солнечных, даже давление вырожденных нейтронов не в состоянии противостоять гравитационным силам и ничто не может остановить безудержное сжатие (коллапс) звезды. Особая ситуация возникает, когда радиус коллапсирующей звезды приближается к критическому значению $R_{\text{грав}}$, определяемому соотношением

$$R_{\text{грав}} = \frac{2G\mathfrak{M}}{c^2}, \tag{10.46}$$

где c — скорость света. Как видно из формулы (2.39), при таком значении радиуса объекта, называемого *гравитационным радиусом Шварцшильда*, параболическая скорость для него оказывается равной скорости света. От объекта с радиусом меньше гравитационного лучи света уйти не могут. Следовательно, он ничего не излучает, хотя его существование допускается законами физики и даже необходимо следует из них. Эти теоретически предсказанные объекты, способные притягивать к себе другие массы, называют *черными дырами*.

Внутри сферы, ограниченной радиусом Шварцшильда, а также вблизи нее снаружи, классические (ньютоновские) законы физики перестают быть справедливыми и необходимо пользоваться законами общей теории относительности, или релятивистской физикой. Поэтому вместе с нейтронными звездами, гравитационный потенциал на поверхности которых порядка 0,1 c^2, черные дыры называют *релятивистскими объектами*.

Собственное излучение черной дыры увидеть невозможно, если находиться вне ее[5]. В некоторых случаях, как мы увидим в § 10.12, вещество вблизи нее может наблюдаться. При этом оно часто излучает такую большую энергию, что наличие скрытой черной дыры можно заподозрить.

§ 10.12. Эволюция тесных двойных систем

После рассмотрения свойств одиночных звезд, у которых потери массы в основном происходят либо в начале, либо в конце эволюции, можно перейти к более сложным случаям, когда масса звезд существенно изменяется в процессе эволюции. Обычно это вызвано перетеканием вещества от одной звезды к другой. Обмен веществом между компонентами уже сформировавшихся звезд может привести к необычным для одиночных звезд сочетаниям радиуса, массы и светимости, что часто и наблюдается у тесных двойных систем, а также к образованию компонентов, сильно различающихся по стадии своей эволюции, несмотря на одинаковый общий возраст. Один из компонентов может оказаться объектом, находящимся в конечной стадии эволюции, например, белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой. Аккреция вещества на эти объекты часто приводит к выделению больших количеств энергии, как ядерной, так и гравитационной природы.

Тесные двойные системы представляют собой такие пары звезд, расстояние между которыми сравнимо с их размерами. При этом существенную роль начинают играть приливные взаимодействия между компонентами. Под действием приливных сил поверхности обеих звезд перестают быть сферическими, звезды приобретают

[5] В принципе, черные дыры могут давать пренебрежимо малое излучение квантовой природы, однако, слишком слабое для возможности его наблюдения.

эллипсоидальную форму, у них возникают направленные друг к другу приливные горбы, подобные лунным приливам в океане Земли.

Форма, которую принимает небесное тело, определяется суммарным действием двух сил — гравитационной и центробежной, обусловленной вращением, что было рассмотрено в § 3.2 для Земли. Там вводилось понятие уровенной эквипотенциальной поверхности, т. е. поверхности одинакового значения суммарного гравитационного и центробежного потенциала. Для невращающегося тела сферической структуры уровенные поверхности — концентрические сферы с общим центром, совпадающим с центром массы тела. Вращение как бы сжимает эквипотенциальные поверхности, которые в этом случае приближенно можно представить сфероидами.

Газообразное тело принимает форму эквипотенциальных поверхностей, так как газ может свободно течь вдоль них.

Для системы двух близких тел $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$ (рис. 10.40) эквипотенциальные поверхности имеют сложную форму и образуют несколько семейств. Эти семейства разделяются тремя самопересекающимися критическими поверхностями, каждая из которых образует по две полости, соприкасающиеся соответственно в точках Лагранжа L_1, L_2, L_3 (см. § 2.18).

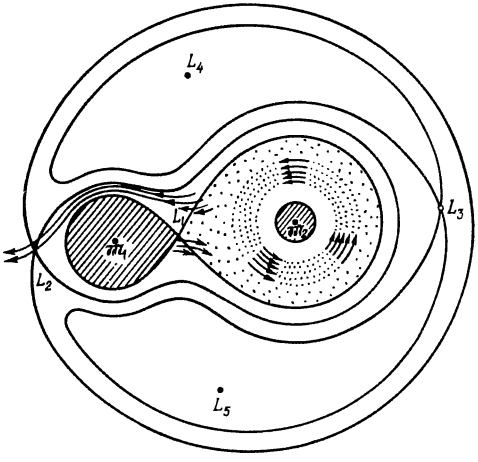


Рис. 10.40. Тесная двойная система β Лиры. Главная звезда B8 с массой $\mathfrak{M}_1$, равной 63 солнечных, и спутник F с $\mathfrak{M}_2$ в 42 массы Солнца; $L_{1,2,3,4,5}$ — точки Лагранжа

Первая критическая поверхность в сечении плоскостью, проходящей через центры $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$, имеет вид «восьмерки», с пересечением в первой (внутренней), точке Лагранжа L_1. Область пространства, ограниченная этой поверхностью, образует две полости вокруг $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$. Они называются *внутренними полостями Роша*. В каждой из них преобладающей силой, действующей на элемент среды, является притяжение соответствующей центральной массой. По модулю эта сила больше, чем сумма притяжения другого тела и центробежной силы.

Две другие критические поверхности являются самопересекающимися. Они проходят соответственно через точки Лагранжа L_2 и L_3, образуют замкнутую поверхность, охватывающую обе массы $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$, а также еще две внутренние полости, окружающие точки Лагранжа L_4 и L_5. Представление о форме критических поверхностей можно получить по их сечению, изображенному на рис. 10.40. Из этого рисунка видно, что внутренние полости Роша, как скорлупой, окружены еще одной полостью, внешней границей которой служит самая внутренняя часть второй критической поверхности. В пределах этой полости суммарная сила гравитации масс $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$ превосходит центробежную силу. Вне этой полости преобладает действие центробежной силы и вещество, попадающее сюда, может быть утеряно системой.

Внутренние полости Роша охватывают эквипотенциальные поверхности, определяющие форму искаженных приливным взаимодействием звезд. Если внешние слои звезд выходят за пределы внутренней полости Роша, то, растекаясь вдоль эквипотенциальных поверхностей, газ может, во-первых, перетекать от одной

звезды к другой, а во-вторых, образовывать оболочку, охватывающую обе звезды. Классическим примером такой системы является звезда β Лиры, спектральные наблюдения которой позволяют обнаружить как общую оболочку тесной двойной, так и два газовых потока: мощный — от главной звезды к спутнику и более слабый — от спутника к главной звезде (см. рис. 10.40).

Теперь мы рассмотрим некоторые классы астрономических объектов, в которых существенную роль может играть обмен веществом между звездами.

Новые звезды. Этот термин, как и в случае SN-звезд, не означает рождения звезды, а лишь отражает определенную стадию ее переменности. *Новыми звездами* называют эруптивные переменные звезды особого типа, у которых хотя бы однажды наблюдалось внезапное и резкое увеличение светимости (вспышка) не менее чем на 7–8 звездных величин. Чаще всего во время вспышки видимая звездная величина уменьшается на $10-13^m$, что соответствует росту светимости в десятки и сотни тысяч, а иногда и миллионы раз. В среднем абсолютная звездная величина в максимуме достигает $-8{,}5^m$. По спектрам в максимуме вспышки новые звезды похожи на сверхгиганты спектральных классов A–F. После вспышки они выглядят горячими карликами.

Всего к настоящему времени зарегистрировано свыше 400 новых звезд, из них более 150 вспыхнуло в нашей Галактике, а остальные — в туманности Андромеды и в Магеллановых Облаках. У известных семи повторных новых в сумме наблюдалось около 20 вспышек. Скорее всего, все новые и повторные новые являются тесными двойными системами. После вспышки новые звезды часто обнаруживают слабую переменность.

Кривые блеска новых звезд имеют особый вид, позволяющий разделить все явления на несколько этапов, отмеченных на рис. 10.41. Наблюдаемая картина изменения интенсивности излучения новой звезды во время вспышки говорит о внезапном взрыве, вызванном неустойчивостью, возникшей в звезде.

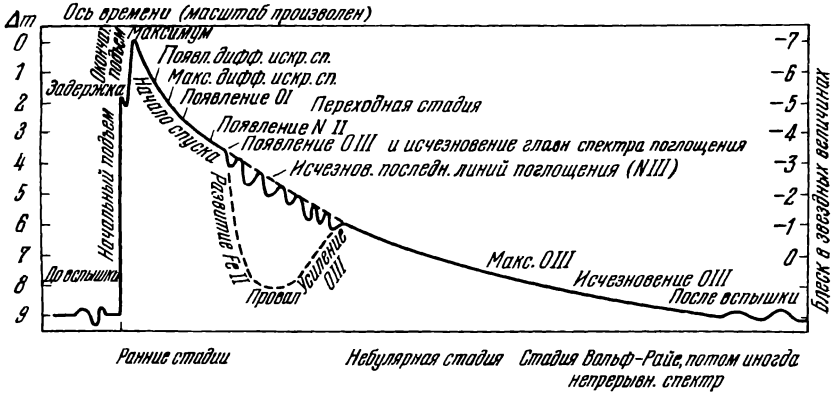


Рис. 10.41. Схема кривой блеска новой звезды

Первопричиной взрыва новой является обмен веществом между компонентами в тесной системе. Когда достаточное количество богатого водородом вещества из оболочки главной звезды попадает на поверхность ее спутника — белого карлика, происходит термоядерный взрыв этого вещества. Общее количество энергии, выделяющееся при вспышке новой, превышает $10^{45}-10^{46}$ эрг. Солнце излучает столько энергии за десятки тысяч лет. Все же это существенно меньше

полных запасов всей термоядерной энергии звезды. Полагают, что взрыв новой звезды не сопровождается изменением общей ее структуры, а затрагивает только поверхностные слои. Следствием нагрева газа, происходящего в результате взрыва, является выброс звездного вещества, приводящий к отрыву внешних слоев — оболочки с массой от 10^{-4} до $10^{-5}\mathfrak{M}_{\odot}$. Эта оболочка расширяется с огромной скоростью от нескольких сотен до 1 500–2 000 км/с. Звезда быстро сбрасывает ее и в результате образует вокруг себя туманность. Расширяющиеся газовые туманности были обнаружены почти у всех достаточно близких к нам новых звезд.

На первых стадиях вспышки, когда в результате расширения радиус оболочки возрастает в сотни раз, плотность и температура внешних слоев звезды уменьшаются. Первоначально горячая звезда класса О приобретает спектр класса А–F. Однако, несмотря на охлаждение, общая светимость звезды быстро возрастает вследствие увеличения радиуса оболочки. Поэтому незадолго перед максимумом новая звезда имеет спектр сверхгиганта класса А или F (узкие линии, среди которых выделяются линии водорода).

В максимуме вид спектра резко меняется. Причина этого в том, что при своем расширении оболочка становится прозрачной, что позволяет видеть более глубокие ее слои. В спектре новой появляются яркие, очень широкие эмиссионные линии, имеющие вид полос. Они принадлежат главным образом водороду, железу и титану.

В итоге после ряда перемен в непрерывном спектре с широкими полосами поглощения возникают и постепенно усиливаются эмиссионные линии, наблюдаемые в спектрах разреженных газовых туманностей (небулярная стадия). Это свидетельствует о еще более сильном разрежении вещества оболочки.

Повторные новые звезды отличаются от новых тем, что повторно вспыхивают через несколько десятков лет, увеличивая свою светимость в тысячи раз, причем чем больше амплитуда вспышки, тем реже они происходят. В среднем во время таких вспышек выделяется энергия 10^{42}–10^{43} эрг (10^{35}–10^{36} Дж).

Звезды типа U Близнецов через каждые 50–100 суток регулярно увеличивают светимость в десятки раз (4–5^{m}). Во время таких вспышек за несколько суток выделяется энергия 10^{40} эрг (10^{33} Дж). Эти звезды представляют собою двойные системы, состоящие из звезд-карликов, поэтому их иногда называют карликовыми новыми звездами.

Симбиотические звезды — немногочисленная разновидность нестационарных звезд, в спектрах которых сочетаются спектральные особенности горячих звезд, с эмиссионными линиями, и холодных, с молекулярными полосами поглощения. По-видимому, это двойные системы, состоящие из горячего и холодного компонентов. Система окружена оболочкой из газа, выброшенного звездами. Горячая звезда своим излучением возбуждает газ оболочки, так что его эмиссионный спектр накладывается на спектр поглощения холодной, но обычно более яркой звезды. Активность систем проявляется в эпизодических вспышках горячей звезды, время от времени сбрасывающей оболочку, пополняющую веществом газовое облако.

Тесные двойные системы. Процессы, происходящие в тесных двойных системах, в настоящее время является предметом серьезного изучения. Оно затруднено тем, что ряд этапов эволюции звезд различных масс еще не ясен. Надежных количественных данных пока нет. Поэтому мы ограничимся кратким обзором качественных результатов, детали которых могут сильно измениться в будущем. Эволюция тесных двойных систем происходит более сложным образом, чем одиночных звезд. Отличия начинаются, как только более массивная из звезд пары

в ходе превращения в красного гиганта заполнит свою полость Роша (рис. 10.42). При этом начинается перетекание вещества расширяющейся оболочки красного гиганта через точку Лагранжа L_1 к спутнику.

Если массы компонентов заключены между 1 и $10\mathfrak{M}_\odot$ (рис. 10.42 *а*), то, скорее всего, на короткое время оболочка становится общей для обеих звезд, как у β Лиры (см. рис. 10.40), и часть вещества аккрецирует на вторую звезду, а часть — теряется системой через точки Лагранжа L_2 и L_3. Пока оболочка целиком заполняет полость Роша, светимость главной звезды очень велика. Мы имеем систему типа Алголя (см. § 10.2). Эволюция главной звезды заканчивается образованием белого карлика

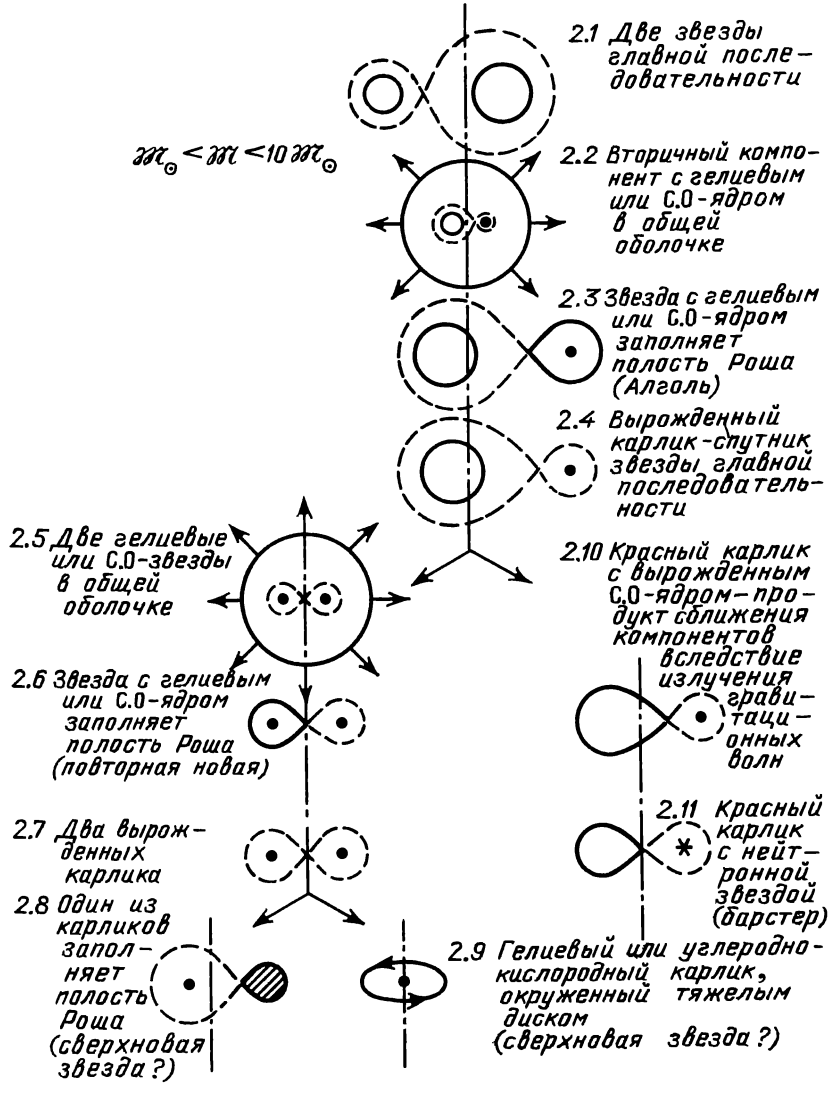


Рис. 10.42 *а*. Эволюция тесной двойной системы для случая $\mathfrak{M} < 10\mathfrak{M}_\odot$. Вертикальная линия — положение центра масс; штриховая — полость Роша

либо с гелиевым ядром (при массе $\mathfrak{M} < 3\mathfrak{M}_\odot$), либо с углеродно-кислородным ядром, если исходная масса больше $3\mathfrak{M}_\odot$.

Вторая звезда, по-видимому, некоторое время остается на главной последовательности. Затем возможны аккреция ею массы и ускорение ее эволюции с превращением также в красного гиганта. Теперь уже атмосфера второго компонента заполняет полость Роша, и снова у системы на короткое время возникает общая оболочка. После ее диссипации получается пара, состоящая из красного

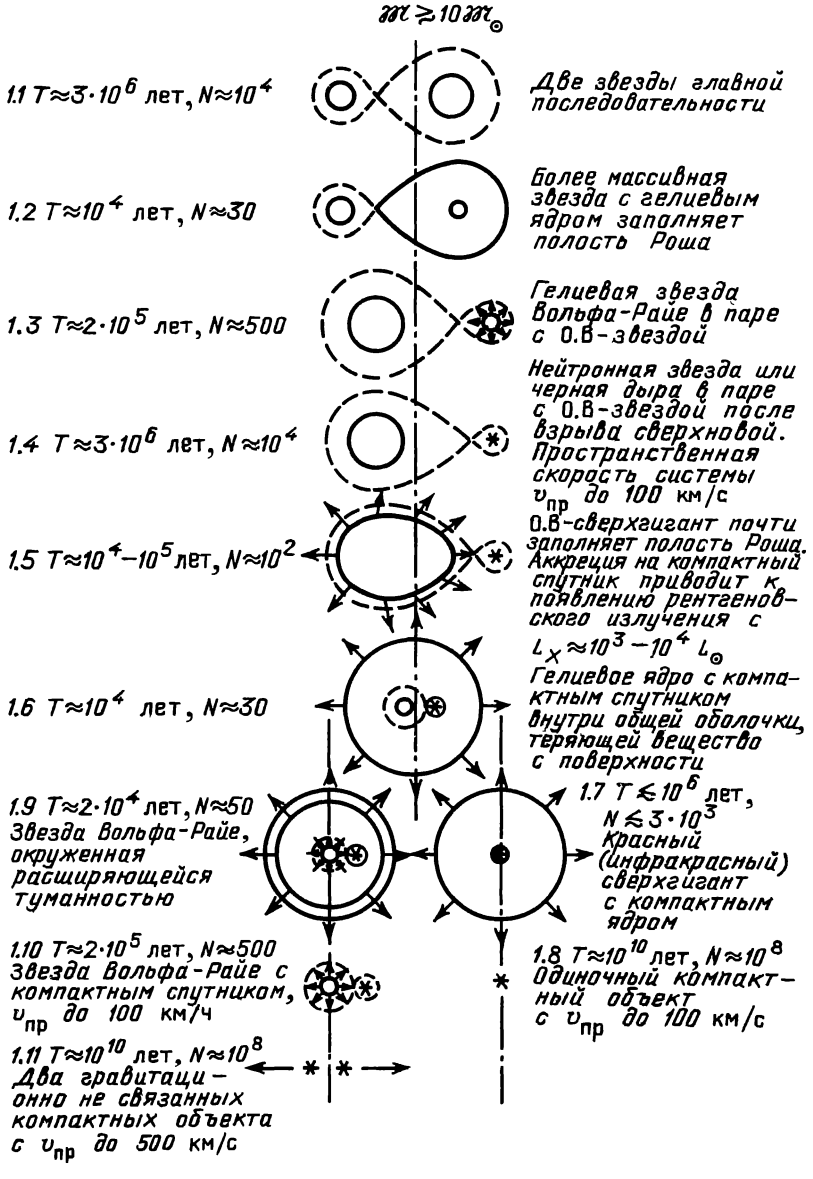


Рис. 10.42 *б*. То же для случая $\mathfrak{M} > 10\mathfrak{M}_\odot$. T — время существования данной стадии; N — ожидаемое число таких объектов в Галактике

гиганта, заполняющего свою полость Роша, и белого карлика. В это время вещество перетекает уже от второй звезды к первой или может накапливаться в кольце (аккреционном диске) около карлика и время от времени сбрасываться на карлик, вызывая, в зависимости от масштаба явления, процессы, подобные наблюдаемым в новых звездах или в звездах подобных типов (новоподобных, повторных новых).

После истощения богатой водородом оболочки красного гиганта должна возникнуть система из двух тесных вырожденных карликов. Однако на этом эволюция может не закончиться, если аккреция продолжается.

Если массы обоих компонентов превышают $10\mathfrak{M}_\odot$, также возможны их последовательные превращения. Отличие в том (см. рис. 10.42 *б*), что главная звезда, передав массу спутнику, делает его более массивной горячей звездой типа O или B, а сама сжимается в почти гелиевую (невырожденную) звезду с массой не менее $2{,}5\mathfrak{M}_\odot$.

С началом выгорания гелия сжатие остатка прекращается и сменяется медленным расширением. На стадии горения гелия эффективная температура гелиевой звезды порядка 10^5 K, и звезда активно теряет вещество. Оно покидает систему, что типично для звезд Вольфа—Райе (WR). При этом сначала выбрасывается вещество, богатое азотом (WN), а затем — углеродом (WC).

После выгорания гелия ядро главной звезды снова сжимается, и рост температуры до 10^9 K «включает» выгорание углерода. Последующее выгорание более тяжелых элементов (вплоть до Fe) происходит очень быстро (за тысячи лет), после чего наступает коллапс и вспышка сверхновой с образованием нейтронной звезды или черной дыры. Взрыв сверхновой приводит к выбросу больших масс с огромными скоростями.

Поскольку при этом импульс всей системы (две звезды и выброшенная оболочка) согласно закону сохранения импульса не меняется, двойная система после выброса оболочки приобретает значительную скорость. При некоторых условиях (большая масса оболочки или направленность ее выброса) двойная система может распасться на две отдельные, быстро движущиеся звезды. Явление разлета звезд или увеличение скорости двойной системы в результате взрывного выброса оболочки называется *эффектом пращи*. Эффектом пращи объясняется тот факт, что почти треть наблюдаемых, казалось бы, одиночных, массивных звезд обладают не свойственными таким звездам, пространственными скоростями свыше 100 км/с. В действительности это двойные системы, но спутник — нейтронная звезда примерно солнечной массы — не виден (если только он не является пульсаром).

Вещество массивной горячей звезды, которая теряет его со скоростью более чем $10^{-7}\mathfrak{M}_\odot$ в год, частично идет на образование аккреционного диска вокруг компактного спутника. Аккреция вещества на него сопровождается тормозным излучением в рентгеновском диапазоне. Температура диска достигает 10^7 K. Когда горячая звезда заполнит полость Роша, мощность рентгеновского излучения сильно возрастает и возникают рентгеновские источники, например типа Cen X–3, рентгеновская светимость которых 10^3–10^4 полной (обычной) светимости Солнца.

Как и в случае звезд умеренных масс, на этом этапе на некоторое время у системы также возникает общая оболочка, окружающая два компактных объекта. Дальнейшая эволюция возможна через стадию звезд типа P Лебедя или Вольфа—Райе и еще одну вспышку сверхновой (теперь уже другого компонента) с распадом системы на два компактных объекта.

§ 10.13. Рентгеновские источники излучения

В 1962 г. наблюдениями с высотных ракет был обнаружен первый (после Солнца) космический источник рентгеновского излучении. Вскоре на небе были обнаружены и другие рентгеновские источники, которые стали называть по имени созвездия, в котором они находятся, с добавлением латинской буквы X (X-лучи) и номера. Так, упомянутый первый источник получил название Скорпион X–1.

Благодаря запущенному в 1978 г. специализированному спутнику ХЕАО-В (Эйнштейновская обсерватория), а затем КА ROSAT, на которых были установлены рентгеновские телескопы, регистрировавшие источники с разрешением $1-2''$, известно уже около сотни тысяч источников рентгеновского излучения. На рис. 10.43 приведено распределение по небу наиболее ярких из них. Большая их часть оказалась связанной с другими галактиками, и мы скажем о них в гл. 12.

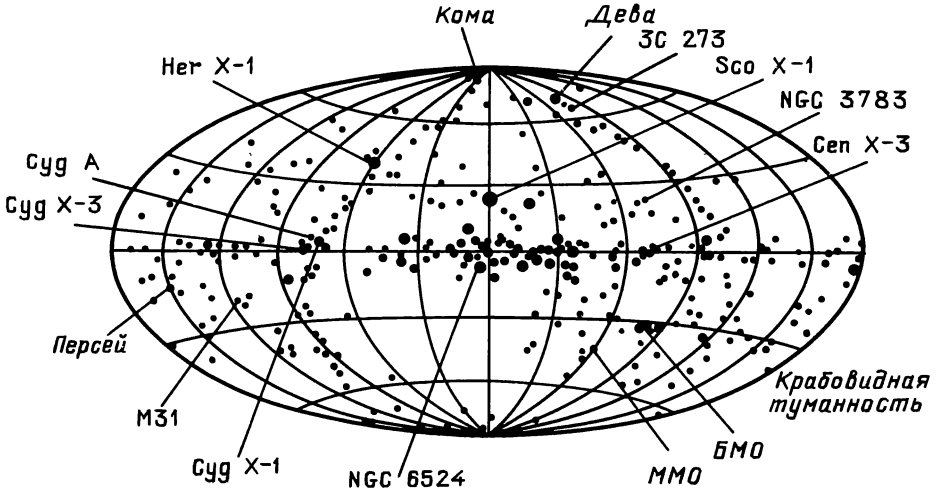


Рис. 10.43. Карта рентгеновских источников четвертого каталога спутника «Ухуру». Диаметры кружков указывают на яркость источников

Однако многие источники принадлежат нашей звездной системе. Около двух десятков рентгеновских источников отождествлено с молодыми радиопульсарами (§ 10.10); несколько десятков их связано с туманностями — остатками вспышек сверхновых звезд (см. § 10.10). В этом случае причиной свечения является тепловое излучение газа, нагретого до температуры в несколько миллионов кельвинов. Благодаря высокой чувствительности (10^{-3} ед. ухуру[6]) рентгеновского телескопа Эйнштейновской обсерватории, было зарегистрировано жесткое корональное излучение нормальных звезд, подобное рентгеновскому свечению солнечной короны (гл. 8).

Яркие галактические источники рентгеновского излучения. Известно около ста точечных галактических рентгеновских источников излучения со светимостью $10^{29}-10^{31}$ Вт. Все они принадлежат к особом классу объектов звездной природы (их иногда называют *рентгеновскими звездами*). Это тесные пары массивных

[6] 1 ед. ухуру = 10^{-3}фотон/(см^2 · с) = $1{,}7 \cdot 10^{-11}$/эрг/(см^2 · с). Названа по имени рентгеновского спутника, запущенного в 1970 г. с территории Кении. «Ухуру» на языке суахили означает «свобода»

звезд, из которых одна является релятивистским объектом, а другая — либо обычная звезда, либо звезда, переживающая ту или иную переходную стадию своей эволюции.

Важной особенностью рентгеновских звезд является переменность их излучения. У источника Скорпион X–1, отождествленного с переменной звездой $12-13^m$, вариации потоков рентгеновского и оптического излучений никак не связаны друг с другом. В течение нескольких дней оба могут испытывать флуктуации в пределах 20 %, после чего наступает активная фаза — вспышки, длящиеся по нескольку часов, во время которых потоки меняются в два-три раза. При этом существенное изменение уровня излучения порой наблюдается за промежуток времени порядка 10^{-3} с, так что размеры источника не могут превосходить 0,001 световой секунды, т. е. 300 км.

Рентгеновские пульсары. У ряда рентгеновских звезд, например у Геркулеса X–1 и Центавра X–3, обнаружена строгая периодичность вариаций потока рентгеновского излучения, подобная наблюдаемой у пульсара в Крабовидной туманности (§ 10.10). Это означает, что источником излучения является вращающаяся нейтронная звезда. Известно уже свыше двадцати подобных объектов с периодами от 0,7 с до нескольких десятков минут и светимостями от 10^{28} до 10^{32} Вт. Однако в отличие от пульсаров, обнаруживаемых только по радиоизлучению, рентгеновские пульсары не замедляются, а ускоряются со временем, т. е. их периоды уменьшаются. Это говорит об увеличении момента количества движения у вращающейся звезды, что можно объяснить лишь притоком массы, обусловленным аккрецией (падением вещества). Следовательно, рентгеновский пульсар — это тесная двойная система, один из компонентов которой — нейтронная звезда.

Заметим, что не все рентгеновские источники, являющиеся двойными системами, одновременно и рентгеновские пульсары: если второй компонент находится в стадии эволюции, сопровождающейся слабой потерей массы, нейтронная звезда не проявляет себя как рентгеновский пульсар.

Долгопериодические изменения амплитуды и периода импульсов некоторых рентгеновских пульсаров — непосредственное проявление орбитального движения двойной системы. Так, у источника Центавр X–3 пульсар раз в двое суток исчезает на 11 часов вследствие затмения вторым компонентом. Продолжительность затмения позволяет оценить, что затмевающий компонент заполняет свою внутреннюю полость Роша.

Регулярные изменения периода этого пульсара также доказывают наличие орбитального движения вокруг центра масс: частота импульсов пульсара изменяется вследствие эффекта Доплера, обусловленного проекцией скорости орбитального движения (около 416 км/с) на луч зрения. Причина возникновения мощного жесткого излучения рентгеновских пульсаров связана с тем, что в тесной двойной системе обычная звезда теряет массу, а компактная захватывает ее. Как мы уже знаем, потеря массы может происходить либо в виде струи, проходящей вблизи точки Лагранжа L_1 (см. рис. 10.40), либо в виде звездного ветра, подобного солнечному (§ 8.11). В первом случае газ, истекающий из обычной звезды, имеет избыток момента количества движения относительно более компактного объекта, что заставляет его перейти на более далекую орбиту. В результате вокруг компактного объекта образуется плоский газовый диск (рис. 10.44).

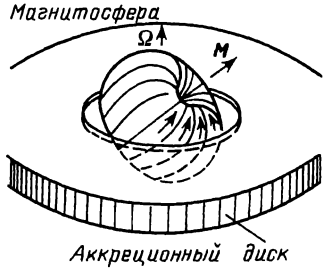


Рис. 10.44. Диск аккреции вещества на замагниченную нейтронную звезду

Внутреннее трение (вязкость газа) приводит к тому, что газ по спирали начинает приближаться к звезде и захватывается ею.

При падении газа, например на нейтронную звезду, выделяется до 10 % полной его энергии покоя mc^2, что в сотни раз выше энерговыделения при термоядерных реакциях.

У ряда объектов в рентгеновском спектре обнаружена спектральная линия, по-видимому, соответствующая излучению, происходящему в магнитных полях с напряженностью $10^{11}-10^{14}$ Э. При наличии магнитного поля падение вещества на звезду останавливается магнитным давлением на некотором расстоянии от звезды, называемом *альфвеновским радиусом*. Здесь диск разрушается, и газ начинает двигаться вдоль силовых линий к магнитным полюсам, в области которых и происходит аккреция. Во всех случаях итог аккреции — превращение гравитационной потенциальной энергии выпадающих масс в тепло, как, например, в явлении метеора или при падении метеорита.

В отличие от земных масштабов, в случае нейтронной звезды скорость падения (она, очевидно, порядка второй космической) составляет около 0,1 скорости света! Кинетическая энергия выпадающего вещества, переходя в тепло, приводит к нагреву до температуры порядка 10^8 К. При такой температуре максимум излучения газов приходится на рентгеновский диапазон с длинами волн порядка 1 Å, или энергией квантов около 10 кэВ.

У нейтронных звезд магнитная ось и ось вращения, как правило, не совпадают и потому наиболее горячие области вблизи магнитных полюсов, где происходит аккреция, при благоприятной ориентации относительно наблюдателя становятся видимыми через промежутки времени, равные периоду вращения нейтронной звезды, что и создает явление пульсара.

Рентгеновские источники и черные дыры. При аккреции на черную дыру, у которой магнитное поле отсутствует, диск аккреции приближается к ней до расстояний в несколько гравитационных радиусов. Внутренняя часть диска оказывается нагретой до температуры 10^8 К всюду однородно, и явление пульсара не наблюдается. Однако при этом рентгеновское излучение, как, например, у источника Cyg X–1, может сильно флуктуировать. Главная особенность этого источника, являющегося двойной системой с периодом обращения 5,6 суток, — хаотическая переменность на всех временных масштабах от 10^{-3} с до нескольких лет. Масса невидимого компонента лежит в пределах $7-11\mathfrak{M}_\odot$, что делает Cyg X–1 одним из наиболее вероятных кандидатов в черные дыры.

Вспышечные рентгеновские источники (барстеры). В отличие от других двойных систем, все имеющиеся о них сведения целиком получены по рентгеновскому излучению. В период между вспышками *барстеры* медленно изменяют свою рентгеновскую светимость, в среднем составляющую $10^{36}-10^{37}$ эрг/с. Однако во время вспышки, происходящей за доли секунды с последующим экспоненциальным спадом в течение 1–100 с, рентгеновская светимость возрастает в десятки раз. Интервал между вспышками зависит от светимости и составляет от нескольких минут до десятка часов. Во время вспышки спектр излучения соответствует температуре порядка $7\cdot10^7$ К. Замечательно, что за время между вспышками излучается энергия, в 100 раз большая, чем во время вспышек.

Такое же соотношение имеет место между гравитационной энергией вещества на поверхности нейтронной звезды и термоядерной энергией выгорания гелия. Можно предположить, поэтому, что между вспышками излучается гравитационная энергия вещества, аккрецируемого нейтронной звездой, в то время как во время

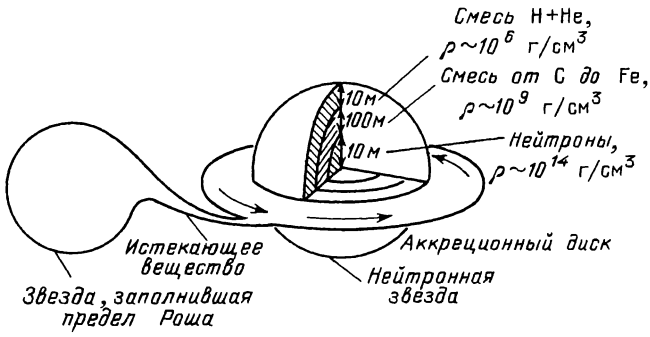


Рис. 10.45. Модель барстера

вспышки выделяется энергия от сгорания гелия. На рис. 10.45 изображена модель барстера, у которого вторая звезда с $\mathfrak{M} = 0{,}5\mathfrak{M}_\odot$ заполняет свою полость Роша и поставляет нейтронной звезде вещество, богатое гелием. За несколько часов на поверхности нейтронной звезды в результате аккреции накапливается слой толщиной около 10 м, его температура возрастает, чему способствует сначала выгорание водорода, после этого наступают условия для гелиевого взрыва. В целом явление подобно взрыву новой, но без отделения оболочки, которое в поле тяготения нейтронной звезды практически невозможно.

Новоподобные источники рентгеновского излучения. Помимо постоянно наблюдаемых источников рентгеновского излучения ежегодно обнаруживается до десятка вспыхивающих объектов. Кривая всплеска их рентгеновского излучения напоминает кривую блеска новых звезд (см. § 10.12). Светимость таких новоподобных источников рентгеновского излучения быстро возрастает за несколько дней. В течение одного-двух месяцев они могут оставаться самыми яркими объектами на «рентгеновском небе», порой в несколько раз превосходящими по потоку излучения ярчайший постоянный источник Скорпион X–1. Некоторые из них во время вспышек оказываются рентгеновскими пульсарами, отличающимися очень длинными периодами (до семи минут).

Возможно, что эти объекты представляют собой двойные системы с нейтронной звездой, отличающиеся нестационарным режимом аккреции.

Слабые рентгеновские источники. Повышение чувствительности регистрирующей аппаратуры приводит к постоянному увеличению числа обнаруженных слабых источников, связанных с обычными звездами и белыми карликами. Например, тесные двойные, образованные нормальными звездами (Алголь, Капелла), имеют рентгеновскую светимость $10^{26}-10^{27}$ Вт. Их излучение может быть результатом взаимодействия звездных ветров от обоих компонентов.

Источниками рентгеновского излучения могут быть и одиночные звезды, например классов O и B, или поздние сверхгиганты, имеющие мощные и протяженные короны, подобные солнечной, которые испускают рентгеновское излучение мощностью до $10^{26}-10^{27}$ Вт. Многие звезды поздних спектральных классов и субгиганты излучают долю порядка 10^{-4} от полной своей светимости в рентгеновской области спектра и наблюдаются как объекты, излучающие до $10^{21}-10^{25}$ Вт в рентгеновском диапазоне.

Объект SS 433. В 1979 г. в созвездии Орла был обнаружен крайне интересный объект (V1343 Aql), занесенный в звездный каталог Стефенсона и Сандулика

под номером 433. В отличие от ярких рентгеновских источников, основное его излучение сосредоточено в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (до 10^{33} Вт), в то время как в рентгеновском диапазоне он излучает только 10^{22} Вт.

Расстояние до SS 433 около 5 кпк. Объект расположен в центре плериона — остатка вспышки сверхновой, произошедшей $10^4 - 10^5$ лет тому назад.

Уникальной особенностью объекта SS 433 является наличие в его спектре трех систем сильных эмиссионных линий водорода и нейтрального гелия. Длины волн первой системы (стационарной) практически не смещены, за исключением небольших колебаний с периодом 13,1 суток. Две другие системы линий плавно колеблются в пределах, соответствующих доплеровским скоростям от $+5 \cdot 10^4$ до $-3 \cdot 10^4$ км/с, с периодом 164 дня. Существенно, что наибольшие скорости удаления и приближения неодинаковы.

Наблюдаемый характер спектра соответствует двум противоположно направленным узким (*коллимированным*) выбросам, угол расходимости которых около 6° (рис. 10.46б). В этих струях сравнительно холодный газ ($\sim 10^4$ К) движется со скоростью порядка $8 \cdot 10^4$ км/с, что соответствует 0,27 скорости света! Эти струи образуют угол около 20° с некоторой осью, вокруг которой они прецессируют с периодом 164 дня.

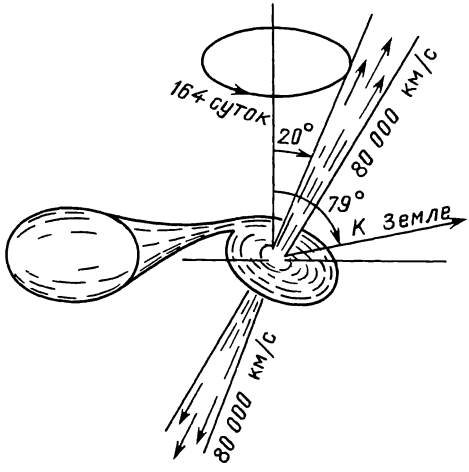


Рис. 10.46. Модель объекта SS 433; массивная двойная система с прецессирующим оптическим ярким диском аккреции

Асимметрия смещений подвижных систем связана с поперечным эффектом Доплера и, по-видимому, отражает релятивистский эффект замедления хода времени в газовых выбросах с точки зрения земного наблюдателя.

Узкие эмиссионные пики стационарных линий, испытывают доплеровские сдвиги с периодом 13,1 суток, синхронно с изменением видимой звездной величины объекта. Это означает, что SS 433 — затменно-двойная переменная звезда с периодом обращения 13,1 суток, состоящая из массивной звезды спектрального класса O или B с массой более $10\mathfrak{M}_\odot$ и компактного релятивистского объекта.

Масса компактного объекта пока известна с большой неопределенностью. Если справедливы косвенные данные о том, что она превышает $5\mathfrak{M}_\odot$, то в объекте SS 433 присутствует черная дыра, а при меньшей массе это нейтронная звезда.

Компактный релятивистский объект окружен оптически ярким аккреционным диском, прецессирующим с периодом 164 дня, а упомянутые выше струи перпендикулярны его плоскости.

В целом SS 433 — массивная рентгеновская двойная система типа Лебедь X–1, находящаяся в стадии, когда нормальная звезда, расширившись в процессе ядерной эволюции, заполнила свою полость Роша, истекая через внутреннюю точку Лагранжа L_1 с огромной скоростью от 10^{-3} до $10^{-4}\mathfrak{M}_\odot$ в год. При такой быстрой потере массы длительность наблюдаемой фазы не превышает 10^4 лет, и объекты типа SS 433 должны быть исключительно редкими.



Вопросы и упражнения к Главе 10

1. Проверьте, сколько переменных звезд должно быть обозначено только латинскими буквами. Найдите простейшее выражение для этого числа. Почему у Вас мог получиться результат, не согласующийся с приведенным в тексте?
2. Какое значение имеет звездная величина переменной звезды в эпоху минимума? А максимума?
3. Какой физический смысл имеет среднее значение лучевой скорости главного компонента двойной системы за один период? А для спутника?
4. Как изменяется со временем давление в недрах белого карлика?
5. Какова средняя теплоемкость вещества белого карлика?
6. Чем белые карлики отличаются от остальных звезд?
7. Какой радиус имело бы Солнце, если бы оно было черной дырой?

Глава 11

Наша Галактика

§ 11.1. Объекты, принадлежащие нашей Галактике

В ясную безлунную ночь, вдали от городских огней звездное небо представляет собой очень красивое зрелище. Через все небо тянется широкая светлая полоса Млечного Пути, которая при рассмотрении в телескоп оказывается скоплением огромного (общим числом около 200 миллиардов) множества звезд и газопылевых туманностей. Все вместе они образуют гигантскую звездную систему — *Галактику*. Яркие звезды, видимые невооруженным глазом, — просто наиболее близкие к нам объекты.

Многие звезды образуют группы, называемые *звездными скоплениями*. Хорошо известны близкие к нам звездные скопления — Плеяды и Гиады, а также, хотя и удаленное, но все же яркое шаровое скопление в Геркулесе.

Помимо звезд и звездных скоплений, в Галактике имеется большое количество разреженного газа с примесью твердых мелких частичек *пыли*. Эта *межзвездная среда* играет важную роль, так как в ней может происходить процесс *звездообразования*. Она отличается большим разнообразием физических условий и неоднородностью структуры, сильно зависящей от наличия вблизи данной области тех или иных звезд. По химическому составу это то же вещество звезд, однако оно может находиться в различных фазах:

— близко находящиеся горячие О и В звезды своим мощным ультрафиолетовым излучением ионизуют газ межзвездной среды, наблюдаемый в виде протяженных областей свечения *ионизованного водорода* (*зоны* HII); наиболее плотные участки этих зон переизлучают большое количество ультрафиолетовых квантов в видимое излучение водорода, ионизованного кислорода и других элементов и наблюдаются в виде клочковатых диффузных *эмиссионных туманностей* с яркими эмиссионными линиями в спектре;

— яркие, но менее горячие звезды (в основном класса А) не способны ионизовать газ и он остается нейтральным (*зоны* HI); их излучение рассеивается (отражается) пылинками и наблюдается в виде тоже клочковатых и диффузных, но без эмиссионных линий в спектре *светлых* или *отражательных туманностей*; они занимают около 10^{-4} от всего объема диска Галактики;

— вдали от ярких и горячих звезд зоны HI совсем не видны в видимых лучах;

— наиболее плотные и холодные области газа образуют *молекулярные облака*, часто являющиеся центрами звездообразования. Проецируясь на эмиссионные или светлые туманности, они часто заметны в виде темных, резко очерченных *темных пылевых туманностей*.

В Галактике имеется огромное число различных элементарных частиц, обладающих колоссальными энергиями и движущихся со скоростями, близкими к скорости света, — *космические лучи*. На их движение в Галактике существенное влияние оказывают магнитные поля.

Солнечная система находится далеко от центра Галактики. Поэтому наиболее далекие галактические объекты удалены от нас на огромные расстояния, вплоть до 25 килопарсеков (кпк). В области Млечного Пути межзвездная пыль сильно и неодинаково в разных направлениях ослабляет свет. Тем самым она ограничивает возможности оптических наблюдений. Поэтому изучить строение Галактики и воссоздать ее действительную форму не удавалось до тех пор, пока межзвездное поглощение света не было открыто и учтено. Оказалось, что в среднем в диске Галактики поглощение составляет $1–1{,}5^m$ на килопарсек, причем отдельные поглощающие облака далеко не одинаковы и распределены весьма хаотично.



Рис. 11.1. Туманность Андромеды

В следующей главе мы рассмотрим ряд других подобных объектов — *галактик* (раньше их называли внегалактическими туманностями из-за сходства с очень далекими газовыми туманностями). Они, как и наша звездная система, состоят из огромного числа отдельных звезд и небольшого количества (4–10 % по массе) межзвездного вещества. Изучая эти объекты, можно себе представить, как должна выглядеть со стороны и наша Галактика. На рис. 11.1 изображена одна из самых известных и близких к нам галактик — туманность Андромеды (М 31), во многом напоминающая нашу звездную систему.

Итак, Галактика состоит из звезд и межзвездной среды. Объекты разных типов неодинаково распределены в Галактике, образуя различные *подсистемы*. Подсистема — это совокупность родственных объектов (звезд определенных типов, рассеянных или шаровых скоплений, межзвездного газа и пыли и т. д.), отличающаяся от других своим пространственным распределением, кинематическими характеристиками, химическим составом, возрастом и т. п. характеристиками. Подсистемы с близким химическим составом иногда объединяют в *населения*, например, подсистемы диска — *население I*, подсистемы гало — *население II*.

Сначала рассмотрим методы определения расстояний до звезд с целью получить представление об их пространственном распределении. Затем мы перейдем к изучению межзвездной среды и общей структуры Галактики.

§ 11.2. Определение расстояний до звезд

Чтобы перейти от видимого положения звезд на небе к действительному распределению их в пространстве, необходимо знать расстояния. Непосредственным методом определения расстояний до звезд является измерение их годичных, или тригонометрических параллаксов (см. § 3.5).

Тригонометрические параллаксы могут быть найдены только для *ближайших звезд*. Действительно, предельные углы, которые удается измерить наземными оптическими методами астрометрии, составляют около $0{,}01''$. В этом случае, если параллакс звезды в результате наблюдений оказался равным $\pi = 0{,}02 \pm 0{,}01''$, то расстояние до нее по формуле $d = 1/\pi$ получится в пределах от 30 до 100 пк, соответствующих возможным погрешностям в определении параллакса. Отсюда видно, что расстояния до сравнительно близких объектов, удаленных от нас на несколько парсеков, определяются весьма надежно. Так, например, расстояние до одной из ближайших звезд (Проксима Центавра), равное 1,33 пк, известно с погрешностью, меньшей 2 %. Однако для звезд, удаленных больше чем на 100 пк, ошибка в $0{,}01''$ приведет к относительной погрешности в определении расстояния больше 100 %.

К счастью, космические эксперименты позволяют получить точность на порядок выше и с помощью космического аппарата HIPPARCOS (см. § 5.20) удалось измерить параллаксы 118 000 звезд с миллисекундной точностью в то время как с Земли параллаксы близких звезд надежно определены только примерно для 16 000 звезд.

Фотометрические расстояния до звезд могут быть найдены в случаях, если известны их светимости, так как разность между видимой и абсолютной звездными величинами равна модулю расстояния, который входит в формулу (10.7), которая в системе V, например, имеет вид

$$\lg r = 1 + 0{,}2\left[m_V - M_V - A(r)\right].$$

В этой формуле учтено, что получаемые из наблюдений видимые звездные величины завышены на величину межзвездного поглощения света $A(r)$, о котором речь будет идти в § 11.7.

Фотометрические расстояния можно найти для объектов определенного типа, если имеются оценки их светимостей в абсолютной шкале или достаточно надежно известны тригонометрические параллаксы типичных их представителей и установлены статистические зависимости между их абсолютной звездной величиной и какой-либо другой физической характеристикой.

Для звезд, принадлежащих скоплениям, модуль расстояния можно определить, по сдвигу по оси ординат их диаграммы спектр—светимость относительно стандартной диаграммы, о чем будет сказано в § 11.4.

Наиболее важным случаем, позволяющим находить расстояния до достаточно удаленных объектов, включая *шаровые звездные скопления* и даже другие *галактики*, являются *цефеидные параллаксы*, использующие зависимость *период—светимость* для цефеид и практически одинаковую светимость звезд типа RR Lyr (см. § 10.8). Знание абсолютной звездной величины позволяет также определять расстояния до *новых* и *сверхновых* звезд.

Спектральные параллаксы определяются по зависимости светимости звезд от отношения интенсивностей некоторых «чувствительных» к светимости спектральных линий (например, для ранних спектральных классов линии K ионизованного кальция и H_γ водорода).

Статистические параллаксы. Оценить расстояния можно на основании исследования собственных движений совокупности слабых звезд (см. § 5.14), которые, очевидно, тем меньше, чем дальше они находятся.

Групповой параллакс. Для отдельных звезд близких скоплений удается применить наиболее точный метод определения расстояний. Такие скопления называются *движущимися*, если они обладают заметной угловой скоростью поперек луча зрения. Действительные скорости входящих в них звезд имеют малую составляющую относительных хаотических движений и в среднем могут считаться одинаковыми по величине и параллельными в пространстве. Однако вследствие

явления перспективы, наблюдаемые собственные движения звезд не параллельны. Напротив, продолжения их направлений исходят или пересекаются в некоторой точке на небе, называемой *радиантом скопления*. Полные (пространственные) скорости параллельны направлению на радиант, а кажущееся схождение в одну точку их проекций аналогично пересечению продолжения путей метеоров в радианте метеорного потока (§ 9.15).

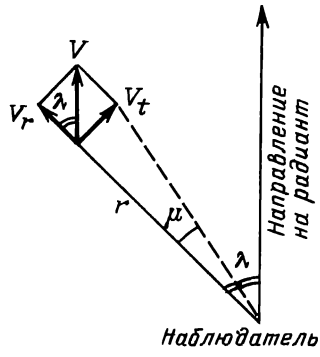


Рис. 11.2. Определение расстояний до звезд движущегося скопления

Из рис. 11.2 видно, что если λ_i — угловое расстояние от радианта скопления до некоторой звезды (пусть ее номер i), у которой известна лучевая скорость $V_{r,i}$, а V — общая пространственная скорость всех звезд скопления, то собственное движение обусловленное тангенциальной скоростью $V_{t,i} = V_{r,i} \operatorname{tg} \lambda$. Будем все скорости выражать в км/с, тогда собственное движение μ_i'', выраженное в секундах дуги в год, очевидно, связано с $V_{t,i}$ и расстоянием r_i, измеренным в парсеках, соотношением

$$V_{t,i} = r_i \cdot 3 \cdot 10^{13} \text{ км} \frac{\mu_i''}{206\,265 \cdot 3{,}16 \cdot 10^7 \text{ с}} = 4{,}74 \frac{\mu_i''}{\pi_i} \text{ км/с},$$

где учтено, что параллакс в секундах дуги $\pi_i = 1/r_i$. Подставляя это значение $V_{t,i}$ в предыдущее соотношение, получаем формулу для вычисления группового параллакса скопления:

$$\pi_i = 4{,}74 \frac{\mu_i''}{V_{r,i} \operatorname{tg} \lambda}. \qquad (11.1)$$

§ 11.3. Распределение звезд в Галактике

Знание расстояний до звезд позволяет подойти к изучению их распределения в пространстве, а следовательно, и структуры Галактики. Для того чтобы охарактеризовать количество звезд в различных частях Галактики, вводят понятие звездной плотности, аналогичное понятию плотности газа, состоящего из молекул. *Звездной плотностью* называется число звезд, находящихся в единице объема пространства. За единицу объема обычно принимают 1 кубический парсек (пк^3).

Проще всего звездную плотность найти в непосредственной окрестности Солнца, так как для всех близких звезд известны надежные значения тригонометрических параллаксов.

Результаты подсчетов показывают, что в окрестностях Солнца плотность вещества составляет около 0,12 массы Солнца на один кубический парсек. Иными словами, на каждую звезду типа Солнца в среднем приходится объем чуть более 8 пк^3; среднее же расстояние между звездами порядка 2 пк.

Чтобы узнать, как меняется звездная плотность в различных направлениях, подсчитывают число звезд на единице площади (например, на одном квадратном градусе) в различных участках неба.

Первое, что бросается в глаза при таких подсчетах, необычайно сильное увеличение звездной плотности по мере приближения к полосе Млечного Пути, средняя линия которого близка к некоторому большому кругу на небесной сфере. В действительности Солнце расположено на 20–25 пк выше (т. е. севернее) плоскости симметрии нашей Галактики. Наоборот, по мере приближения к полюсу этого

круга звездная плотность быстро уменьшается. Эти факты уже в конце XVIII в. позволили У. Гершелю сделать правильный вывод о том, что наша звездная система имеет сплющенную форму, причем Солнце недалеко от плоскости симметрии этого образования.

Второй важный вывод можно сделать, если производить подсчет не сразу всех звезд, а последовательно до каждого значения видимой звездной величины m, т. е. сначала найти число звезд N_k, у которых видимая звездная величина $m \leqslant k$, затем число звезд N_{k+1} с $m \leqslant k+1$ и т. д. Если бы при этом звездная плотность всюду была постоянной, звезды одинаковы, а межзвездного поглощения не было, то обнаружилось бы, что с увеличением видимой звездной величины число звезд N_m возрастает просто из-за увеличения геометрических размеров областей с расстоянием. Действительно, при наших предположениях все звезды с видимой величиной меньше m, проектирующиеся на некоторую область неба, находятся внутри шарового сектора, радиус которого определяется по формуле (10.7)

$$\lg r_m = 1 + 0{,}2(m - M),$$

так как мы предположили, что абсолютная звездная величина M всех звезд одинакова. Аналогичное выражение получится для радиуса шарового сектора, в котором находятся все звезды с видимой звездной величиной, не превышающей $m+1$. Вычитая их друг из друга, получим

$$\lg \frac{r_{m+1}}{r_m} = 0{,}2 \quad \text{и} \quad \frac{r_{m+1}}{r_m} = 1{,}58 \approx 1{,}6.$$

При постоянной звездной плотности число звезд должно быть пропорционально объему шарового сектора, т. е. кубу радиуса. Поэтому

$$\lg \frac{N_{m+1}}{N_m} = 0{,}6 \tag{11.2}$$

или

$$\frac{N_{m+1}}{N_m} = 3{,}98 \approx 4. \tag{11.3}$$

Можно показать, что это соотношение справедливо не только для одинаковых звезд, но и при условии постоянства звездного состава (т. е. доли звезд различных типов). Из наблюдений следует, что в действительности число звезд возрастает с увеличением m не так быстро, а именно, для небольших значений m отношение N_{m+1}/N_m близко к трем, а с увеличением m оно уменьшается и для звезд 17^m равно примерно двум.

Постоянство звездной плотности мы получили при $N_{m+1}/N_m \approx 4$ и $r_{m+1}/r_m \approx 1{,}6$. При $N_{m+1}/N_m = 3$ звездная плотность должна убывать в отношении 3 : 4. Значит, наблюдаемое отношение N_{m+1}/N_m говорит о том, что по мере удаления от Солнца в каждом данном направлении звездная плотность убывает. Если в этом направлении межзвездное поглощение света, о котором мы будем говорить в § 11.7, несущественно, то можно оценить расстояние, на котором произойдет существенное уменьшение звездной плотности и тем самым определить условную «границу» Галактики.

Описанный принцип лежит в основе решения значительно более сложной задачи, учитывающей, что в действительности звезды имеют различные светимости, а наблюдения сильно искажены межзвездным поглощением света. Чтобы охарактеризовать сколько в данной области пространства содержится звезд различных светимостей, вводят *функцию светимости* $\varphi(M)$, которая показывает, какая доля от общего числа звезд имеет абсолютную звездную величину от M до $M+1$.

Как правило, для решения интегрального уравнения для звездной плотности используют известную функцию светимости, построенную или по ближайшим звездам, или каким-либо другим способом (например, используют определенную модель населений Галактики). Гораздо сильнее осложняет задачу плохое знание распределения с расстоянием поглощающей свет материи на луче зрения.

Зная звездную плотность на разных расстояниях и в различных направлениях, можно составить представление о структуре Галактики.

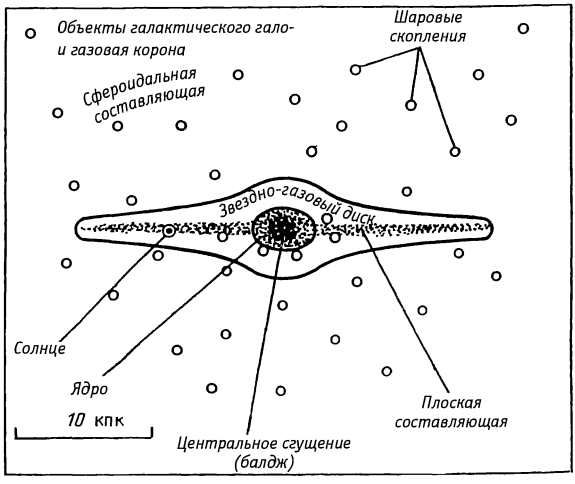


Рис. 11.3. Схема строения Галактики

На рис. 11.3 представлена схема общей структуры Галактики, которая является сплюснутой системой, симметричной относительно главной плоскости, называемой *плоскостью Галактики*. Большой круг, по которому она пересекается с небесной сферой, называется *галактическим экватором*. Солнце расположено на 20–25 пк севернее плоскости галактического экватора. Поэтому средняя линия Млечного Пути не совпадает с ним и строго говоря является малым кругом. Центр всей системы — центр Галактики — при наблюдении из Солнечной системы проектируется в созвездие Стрельца, в область с координатами $\alpha = 265^\circ$ и $\delta = -29^\circ$. По направлению к центру Галактики, а также по мере приближения к ее плоскости звездная плотность возрастает и в центре достигает 10^5–10^6 звезд в 1 пк^3 (напомним, что в окрестности Солнца она около 0,12 пк$^{-3}$).

Таким образом, распределение звезд в Галактике имеет две ярко выраженные тенденции: во-первых, очень сильно концентрироваться к галактической плоскости и, во-вторых, концентрироваться к центру Галактики. Последняя тенденция усиливается по мере приближения к центральной области, называемой *центральным сгущением* Галактики (иногда говорят *балдж*). Диаметр этого сгущения вряд ли более 1–2 кпк. В его центре выделяют еще более компактное *ядро*.

По расстоянию, на протяжении которого звездная плотность уменьшается в несколько раз, можно получить представление о размерах Галактики и о том месте, где примерно находится Солнце. Установлено, что Солнце удалено от центра Галактики на расстояние 7,5–8 кпк. Самые далекие объекты диска в области антицентра расположены на расстоянии примерно порядка 6–7 кпк от Солнца. Таким образом, размер видимого диска Галактики по диаметру составляет около 30 кпк. Эта величина достаточно условна: по мере удаления от центра Галактики звездная плотность убывает постепенно и не существует резкой границы. Сфероидальная составляющая Галактики постепенно переходит в сферическое *гало*, объекты которого могут встречаться вплоть до расстояний 50–100 кпк от центра. Как мы узнаем в § 11.9, это гало включает разреженный горячий газ, образующий галактическую газовую корону.

Как уже отмечалось, Солнце расположено вблизи плоскости Галактики. По мере удаления от этой плоскости звездная плотность резко убывает, почти по экспо-

ненциальному закону. Поэтому эффективная толщина звездного диска (по аналогии с понятием шкалы высоты, см. § 8.5) составляет 500–600 пк.

Самые молодые объекты (звезды ранних спектральных классов O и B, классические цефеиды, сверхновые звезды второго типа, рассеянные звездные скопления, звездные ассоциации, газ и пыль, см. § 11.10), образуют наиболее тонкий диск толщиной 100–200 пк. О всех этих объектах говорят, что они образуют *плоскую составляющую* Галактики (см. рис. 11.3). Старые звезды и связанные с ними планетарные туманности образуют более толстый диск толщиной в несколько сотен парсеков (*звездный диск Галактики*).

С другой стороны, такие объекты, как звезды типа RR Лиры и W Девы, субкарлики и шаровые звездные скопления (см. § 11.4), гораздо слабее концентрируются к галактической плоскости. Поэтому перечисленные объекты принято относить к *гало*, или *сфероидальной* (иногда говорят *сферической*) *составляющей*. Они обнаруживают сильную концентрацию к центру Галактики. Их пространственное распределение можно описать степенным законом вида r^{-n} с показателем степени $n \approx 3$–$3{,}5$.

Объекты, принадлежащие этим составляющим Галактики и входящим в них подсистемам, различаются химическим составом (главным образом долей массы A_z, приходящейся на тяжелые элементы), а также своими кинематическими характеристиками, т. е. средними значениями случайных скоростей (или дисперсией скоростей). Подобно тому как в более горячей атмосфере газ поднимается на бóльшую высоту, так и в Галактике объекты с большими значениями случайных скоростей занимают менее сплюснутый сфероидальный объем. Как и в случае звездных атмосфер (см. § 8.6), эту сплюснутость можно характеризовать шкалой высоты H_z вдоль оси Z. Перечисленные свойства основных объектов Галактики приведены в табл. 11.1.

В заключение важно отметить, что некоторые объекты (например, самые молодые горячие звезды классов O и B) встречаются не всюду в плоскости Галактики, а только в ее *спиральных ветвях* (*рукавах*), природу которых мы рассмотрим в § 12.4.

Таблица 11.1. Предельный возраст t, содержание тяжелых элементов A_z и шкала высоты H_z пространственного распределения основных объектов Галактики

Подсистемы Галактики	t, 10^9лет	A_z, %	H_z, кпк
Звезды классов O и B, сверхгиганты, молодые рассеянные скопления и ассоциации	$< 0{,}1$	2–3	0,06–0,10
Рассеянные скопления, A–F звезды	0,1–2	2–3	0,12
Звезды типа Солнца, старые рассеянные скопления, красные гиганты, новые в звездном диске	5–7	2	0,3–0,4
Некоторые долгопериодические переменные, планетарные туманности, звезды с большими скоростями	10–12	1–0,5	1–2
Шаровые скопления, субкарлики, звезды типа RR Lyr и W Vir	12–15	0,01–0,5	3–10

§ 11.4. Звездные скопления и их эволюция

Звездными скоплениями называются гравитационно связанные системы звезд, выделяющиеся как области повышенной звездной плотности. Звездные скопления делятся на две группы: *рассеянные скопления*, содержащие несколько десятков и сотен звезд, и *шаровые скопления*, состоящие из десятков и сотен тысяч звезд.

Рассеянные звездные скопления встречаются в диске Галактики. Всего известно более 1 500 таких объектов в радиусе нескольких килопарсеков от Солнца. Более далекие рассеянные скопления труднее обнаружить. Учитывая, какую долю объема Галактики занимает область, содержащая известные рассеянные скопления, можно оценить, что всего в нашей звездной системе должно быть несколько десятков тысяч рассеянных звездных скоплений. Наиболее известны рассеянное звездное скопление Плеяды (см. рис. 7.10), удаленное на расстояние 120 пк от Солнца, и Гиады, которое находится в сорока пяти парсеках от нас.

Чтобы отделить звезды, принадлежащие скоплению, от окружающих звезд поля, случайно проектирующихся на ту же область неба, обычно строят диаграмму спектр—светимость. Для скоплений удобнее откладывать по осям показатель цвета B–V (вместо спектрального класса) и видимую звездную величину, которая для всех звезд скопления отличается от абсолютной на константу.

На диаграмме Герцшпрунга—Рессела для рассеянных скоплений, как правило, хорошо выделяется главная последовательность, а на диаграммах для более старых скоплений, имеющих возраст более 150–200 млн лет, и ветвь гигантов, которая для молодых скоплений отсутствует. На рис. 11.4 приведена диаграмма цвет—звездная величина для скопления NGC 2254. Поскольку все звезды скопления практически находятся на одинаковом расстоянии, его диаграмма цвет—видимая звездная величина отличается от стандартной диаграммы прежде всего сдвигом по вертикальной оси, равным истинному модулю расстояния. Кроме этого из-за влияния межзвездного поглощения света, о котором будет сказано в § 11.7, возможен сдвиг и по горизонтальной оси, пропорциональный величине межзвездного поглощения. Ясно, что звезды, не попадающие на «свои» места на диаграмме, могут не принадлежать скоплению. Проверить принадлежность этих звезд скоплению можно, изучив собственные движения или лучевые скорости, которые для звезд скопления должны быть примерно одинаковыми. Выделив звезды, принадлежащие скоплению, и найдя нормальное положение главной последовательности, получим модуль расстояния, а следовательно, и само расстояние до звездного скопления.

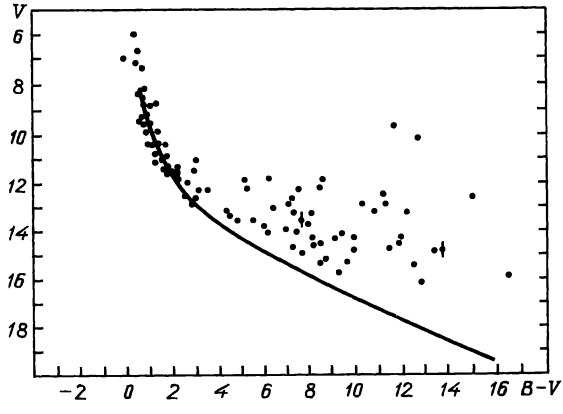


Рис. 11.4. Диаграмма «цвет—звездная величина» для очень молодого рассеянного скопления NGC 2254

Коль скоро расстояние до звездного скопления установлено, легко вычислить его линейные размеры, которые для большинства рассеянных скоплений в среднем составляют от 2 до 20 пк.



Рис. 11.5. Шаровое скопление в созвездии Геркулеса

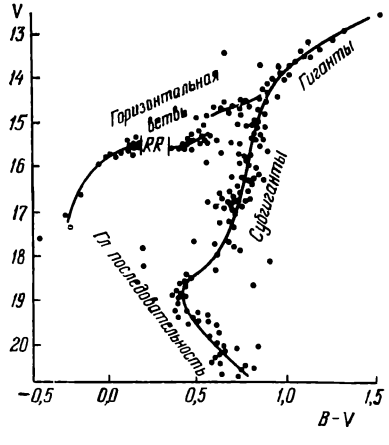


Рис. 11.6. Диаграмма «цвет—видимая звездная величина» для шарового звездного скопления M3

Поскольку скопления должны возникать при фрагментации гравитационно-неустойчивых сжимающихся масс газопылевой среды (см. § 10.6), полная их энергия должна быть отрицательной, а сами они — устойчивыми образованиями.

Шаровые звездные скопления сильно выделяются на окружающем звездном фоне благодаря значительно большему числу входящих в них звезд и своей четкой сферической или эллиптической форме, обусловленной сильной концентрацией звезд к центру (рис. 11.5). В среднем диаметры шаровых скоплений составляют около 40 пк. Вследствие большой светимости шаровые скопления видны на больших расстояниях в нашей Галактике. Шаровые скопления обнаружены также и в ближайших к нам других галактиках (например, в Магеллановых Облаках, туманности Андромеды). Пространственное распределение шаровых скоплений показывает, что в отличие от рассеянных скоплений они образуют сферическую подсистему и сильно концентрируются к центру Галактики.

Диаграмма цвет—видимая звездная величина для звезд шаровых звездных скоплений имеет особый вид (рис. 11.6). На ней обычно четко выделяется характерная для шаровых скоплений горизонтальная ветвь, ветвь гигантов, соединяющаяся с главной последовательностью, и сама главная последовательность, начинающаяся в области меньших светимостей, чем на обычной диаграмме Герцшпрунга—Рессела. В шаровых скоплениях часто наблюдается значительное число переменных звезд, особенно типа RR Лиры, что позволяет независимым образом определить расстояние до этих объектов (см. § 10.8).

Различия между диаграммами Герцшпрунга—Рессела для рассеянных и шаровых звездных скоплений можно понять с точки зрения эволюции звезд, рассмотренной в предыдущей главе. На рис. 11.7 изображена сводная диаграмма для ряда скоплений обоих типов. Все вместе они хорошо воспроизводят эволюционные треки звезд, например изображенные на рис. 10.1, а также подробнее на рис. 10.21. Ясно, что чем моложе звезды рассеянного скопления (а возникли они практически одновременно), тем ближе они расположены к начальной главной последовательности, с которой начинается длительный этап их эволюции. Поскольку яркие и массивные звезды эволюционируют быстрее, то у более старых скоплений их вообще может не быть, так как они либо успевают проэволюционировать или, быть может, из-за эффекта пращи, совсем уйти из скопления. Отсюда ясно, что скопления χ и h Персея, Плеяды, Гиады и Ясли перечислены в порядке увеличения возраста. Обычно возраст

рассеянных скоплений определяют по светимости и цвету ярчайших звезд главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела. На рис. 11.7 возраст скоплений определен по точке отхода звезд от главной последовательности (правая шкала ординат).

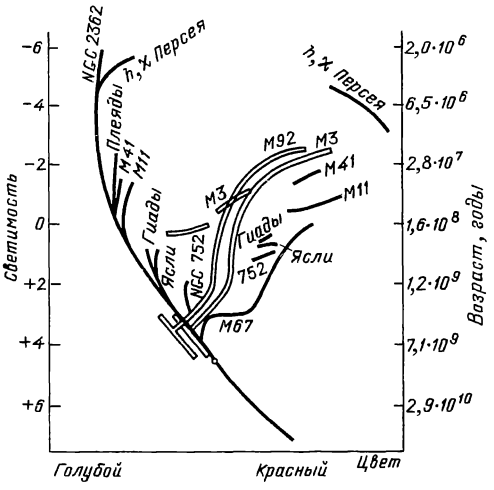


Рис. 11.7. Сводная диаграмма Герцшпрунга—Рессела для рассеянных (черные полосы) и шаровых (светлые полосы) скоплений. Правая шкала ординат дает возврат звезд в точке отхода от главной последовательности

Эволюция Галактики. Описанная выше эволюция скоплений — лишь часть общего процесса эволюции всей Галактики, которая также находит свое отражение в общих свойствах ее подсистем. В основном населения и подсистемы различаются своим возрастом, химическим составом (в первую очередь содержанием металлов и других тяжелых элементов) и пространственным распределением, т. е. упомянутой выше шкалой высоты H_z (иногда говорят малой полуосью эллипсоида пространственного распределения). Все эти параметры приведены в табл. 11.1.

Согласно современным представлениям, Галактика образовалась из медленно вращавшегося газового облака, по своим размерам превосходившего ее в десятки раз. Первоначально оно состояло из смеси 75 % водорода и 25 % гелия (по массе) и почти не содержало тяжелых элементов ($A_z \approx 0$). В течение примерно миллиарда лет это облако свободно сжималось под действием сил гравитации. Этот коллапс неизбежно привел к фрагментации (§ 10.6) и началу процесса звездообразования. Сначала газа было много и он находился на больших расстояниях от плоскости вращения. Возникли звезды первого поколения (в том числе и весьма массивные), а также шаровые скопления. Их современное пространственное распределение (гало) соответствует первоначальному распределению газа, близкому к сферическому.

Наиболее массивные звезды первого поколения быстро проэволюционировали и обогатили межзвездную среду тяжелыми элементами, главным образом за счет вспышек сверхновых. Та часть газа, которая не превратилась в звезды, продолжала свой процесс сжатия к центру Галактики. Из-за сохранения момента количества движения, ее вращение становилось быстрее, образовался диск, и в нем снова начался процесс звездообразования. Это второе поколение оказалось более богатым тяжелыми элементами. Оставшийся газ сжался в более тонкий слой, так возникла плоская составляющая — основная арена современного звездообразования. Разумеется, выделение двух или трех поколений звезд весьма условно, равно как и разбиение подсистем на три или четыре составляющие: скорее всего, звездообразование было единым непрерывным процессом, хотя в нем и возможны были отдельные этапы замедления.

Особый интерес представляют, очевидно, современные процессы звездообразования, позволяющие выяснить их физические закономерности. Наиболее молодые звездные группировки называют *звездными ассоциациями*. Так, О–В *ассоциации* образованы горячими звездами спектральных классов О и В. Они во много раз превышают по размерам обычные рассеянные скопления, простираясь на десятки

и сотни парсеков. Другой тип ассоциаций содержит молодые звезды типа Т Тельца (см. звезды на подходе к главной последовательности справа на рис. 11.4). Они называется *Т-ассоциациями*.

§ 11.5. Пространственные скорости звезд и движение Солнечной системы

Пространственные скорости звезд. Если известно полное собственное движение некоторой звезды μ (см. § 5.14), а также расстояние до нее r, то нетрудно вычислить проекцию пространственной скорости звезды на картинную плоскость. Эта проекция называется *тангенциальной скоростью* V_t и вычисляется по формуле, аналогичной (11.1)

$$V_t = \frac{\mu r}{206\,265''} \text{ пк/год} = 4{,}74\frac{\mu''}{\pi} \text{ км/с}. \qquad (11.4)$$

Чтобы найти полную пространственную скорость V звезды, необходимо знать ее лучевую скорость V_r, которая определяется по доплеровскому смещению линий в спектре звезды (§ 6.7). Поскольку V_r и V_t взаимно перпендикулярны, пространственная скорость звезды равна

$$V = \sqrt{V_t^2 + V_r^2}. \qquad (11.5)$$

Знание собственных движений и лучевых скоростей звезд позволяет судить об их движениях относительно Солнца, которое вместе с окружающими его планетами также как-то движется в пространстве. Поэтому наблюдаемые движения звезд складываются из двух частей, из которых одна является следствием движения Солнца относительно выбранной группы звезд, а другая — действительным движением самой звезды. Поэтому, чтобы судить о действительных движениях звезд, следует найти скорость движения Солнца и исключить ее из наблюдаемых скоростей движения звезд.

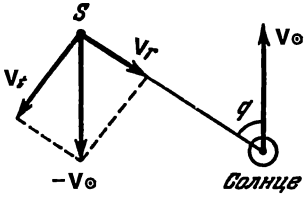


Рис. 11.8. Кажущееся движение звезды к антиапексу, вызванное движением Солнца

Апекс Солнца. Определим величину и направление скорости Солнца в пространстве. Точка на небесной сфере, к которой направлен вектор скорости Солнца, называется солнечным *апексом*, а противоположная ей точка — *антиапексом*. Чтобы пояснить принцип, на основании которого находят положение солнечного апекса, предположим, что все звезды, кроме Солнца, неподвижны. В этом случае наблюдаемые собственные движения и лучевые скорости звезд будут вызваны только перемещением Солнца, происходящим со скоростью $\mathbf{V}_\odot$ (рис. 11.8). Рассмотрим какую-нибудь звезду S, направление на которую составляет угол q с вектором $\mathbf{V}_\odot$. Поскольку мы предположили, что все звезды неподвижны, то кажущееся относительно Солнца движение звезды S должно иметь скорость, равную по величине и противоположную по направлению скорости Солнца, т. е. $-\mathbf{V}_\odot$. Эта кажущаяся скорость имеет две составляющие: одну вдоль луча зрения, соответствующую лучевой скорости звезды,

$$V_r = -V_\odot \cos q, \qquad (11.6)$$

и другую — лежащую в картинной плоскости и соответствующую собственному движению звезды,

$$V_t = -V_\odot \sin q. \tag{11.7}$$

Учитывая зависимость этих проекций от угла q, получим, что вследствие движения Солнца в пространстве лучевые скорости всех звезд, находящихся точно в направлении движения Солнца, должны казаться меньше действительных на величину $V_\odot$. У звезд, находящихся в противоположном направлении, наоборот, скорости должны казаться больше на ту же величину. Лучевые скорости звезд, находящихся в направлении, перпендикулярном к направлению движения Солнца ($q = 90°$ и $q = 270°$), не изменяются. Зато у них будут собственные движения, направленные к антиапексу и равные углу, под которым с расстояния звезды виден вектор $\mathbf{V}_\odot$. По мере приближения к апексу и антиапексу величина этого собственного движения уменьшается пропорционально $\sin q$ вплоть до нуля.

В целом создается впечатление, что все звезды как бы смещаются в направлении антиапекса.

Таким образом, в случае, когда движется только Солнце, величину и направление скорости его движения можно найти двумя способами: 1) измерив лучевые скорости звезд, находящихся в разных направлениях, найти то направление, где средняя лучевая скорость имеет наибольшее отрицательное значение; в этом направлении и находится апекс; скорость движения Солнца в направлении апекса равна найденной максимальной лучевой скорости; 2) измерив собственные движения звезд, найти на небесной сфере общую точку, к которой все они направлены: противоположная ей точка будет апексом; для определения величины скорости Солнца надо сначала перевести угловое перемещение в линейную скорость, для чего необходимо выбрать звезду с известным расстоянием, а затем найти $V_\odot$ по формуле (11.7).

Если теперь допустить, что не только Солнце, но и все другие звезды имеют индивидуальные движения (их считают случайными), то задача усложнится. Однако, рассматривая в данной области неба большое количество звезд, можно считать, что в среднем их индивидуальные движения должны скомпенсировать друг друга. Поэтому средние значения собственных движений и лучевых скоростей для большого числа звезд должны обнаруживать те же закономерности, что и отдельные звезды (в только что рассмотренном случае движения одного только Солнца).

Описанным методом установлено, что апекс Солнечной системы по отношению к ярким звездам находится в созвездии Геркулеса и имеет прямое восхождение $\alpha = 270°$ и склонение $\delta = +30°$. В этом направлении Солнце движется со скоростью около 20 км/с.

Лучше всего апекс движения Солнца определять по наиболее близким звездам, так как далекие объекты могут обладать каким-нибудь общим движением (его называют систематическим). Если имеется такое общее движение относительно Солнца, то при осреднении лучевых скоростей и собственных движений даже по большому числу звезд в некоторой области неба индивидуальные скорости не скомпенсируют друг друга, так как будут обладать составляющей, равной общей скорости всей группы звезд.

§ 11.6. Вращение и масса Галактики

Вращение Галактики. Изучая собственные движения и лучевые скорости достаточно далеких объектов, в принципе, можно получить представление о крупномасштабных движениях в различных направлениях от Солнца и, тем самым, о динамике всей Галактики, что, как мы увидим, позволит оценить ее массу.

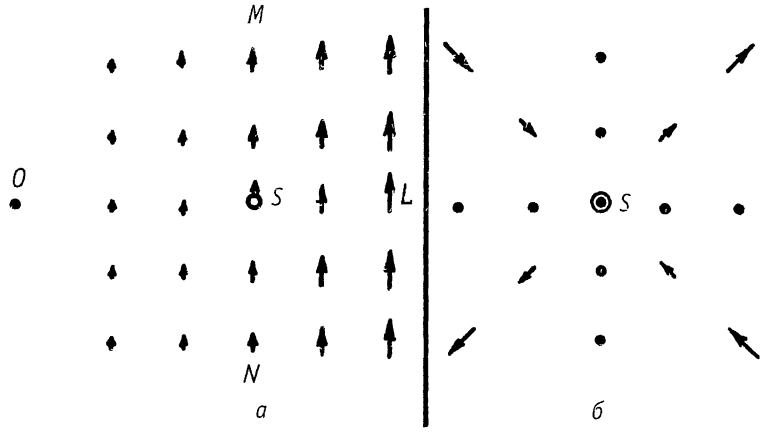


Рис. 11.9. Скорости галактичекого вращения (*а*) и лучевые скорости звезд относительно Солнца, обусловленные этим вращением, если его угловая скорость постоянна (*б*)

Для наглядности упростим задачу и будем считать, что Солнце S и окружающие его звезды имеют только одно движение, определяемое общим вращением Галактики вокруг некоторого удаленного центра O, расположенного влево от S (рис. 11.9). Предположим, что в окрестности Солнца это вращение происходит с постоянной угловой скоростью. Будем рассматривать все движения относительно Солнца. Тогда наблюдаемые лучевые скорости всех звезд, расположенных на луче OL, окажутся равными нулю, так как, согласно предположению о вращении, все звезды обращаются вокруг центра Галактики по окружностям, и векторы скоростей перпендикулярны радиусу OL.

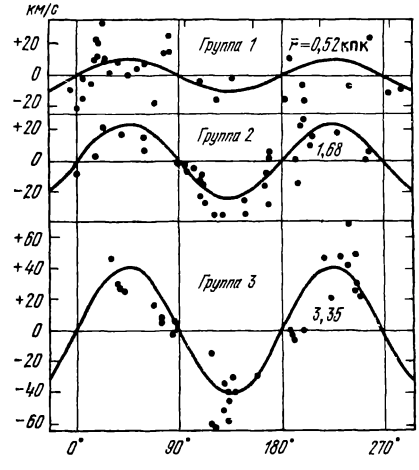


Рис. 11.10. Лучевые скорости цефеид, разделенные на три группы в зависимости от их среднего расстояния от Солнца, как функции галактической долготы. Сплошные линии — теоретические кривые для соответствующих расстояний

В перпендикулярном к OL направлении относительные лучевые скорости близких звезд также практически равны нулю, поскольку их абсолютные скорости по величине такие же, как и у Солнца. На бóльших расстояниях они медленно возрастают по модулю из-за увеличения расстояния до центра и увеличения неколлинеарности полных векторов скорости Солнца и звезд.

Очевидно, что в любом другом направлении, отличном от двух рассмотренных, относительные лучевые скорости должны по модулю возрастать, достигая наибольшей величины где-то в направлениях, примерно, посередине между направлениями OL и MN, как это легко сообразить, рассматривая рис. 11.9.

Измерения лучевых скоростей далеких звезд позволяют обнаружить плавное их изменение (рис. 11.10), согласующееся с описанной картиной, причем нулевые значения лучевых скоростей наблюдаются как раз в направле-

ниях на центр и антицентр Галактики и под углами 90° к ним. Отсюда следует, что в среднем близкие к Солнцу звезды движутся вместе с ним перпендикулярно к направлению на центр Галактики. Это движение является следствием общего вращения Галактики, скорость которого меняется с расстоянием от ее центра (дифференциальное вращение). Оно имеет следующие особенности.

1. Вращение происходит по часовой стрелке, если смотреть на Галактику со стороны ее северного полюса, находящегося в созвездии Волосы Вероники.

2. Угловая скорость вращения убывает по мере удаления от центра. Однако это убывание медленнее, чем если бы вращение звезд вокруг центра Галактики происходило по законам Кеплера.

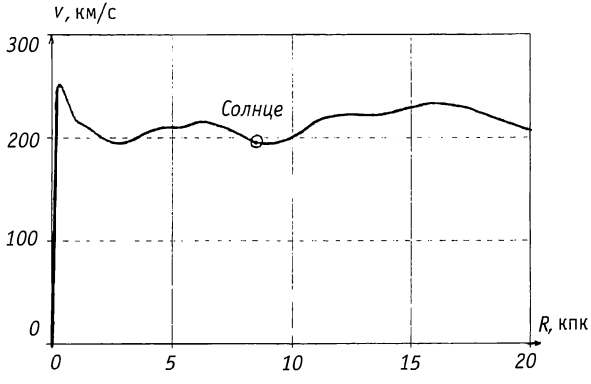


Рис. 11.11. Зависимость линейной скорости вращения (V) Галактики от расстояния (r) до галактического центра

3. Центральная часть диска в области балджа вращается почти твердотельно, и потому линейная скорость растет пропорционально расстоянию вплоть до максимального значения около 250 км/с. Затем она уменьшается до 200–220 км/с в окрестности Солнца, после чего она либо остается примерно постоянной, либо начинает слегка уменьшаться (рис. 11.11)

4. Солнце и звезды в его окрестности совершают полный оборот вокруг центра Галактики примерно за 240–250 млн лет. Этот промежуток времени называется *галактическим годом*.

Масса Галактики. Зная скорость вращения, можно оценить эффективную массу Галактики из условия, что движение объектов происходит по кривой, близкой к окружности. В этом случае центростремительное ускорение V^2/r газа, обращающегося с линейной круговой скоростью V на расстоянии r от центра, обусловлено гравитационным притяжением всей массы внутри радиуса r, равным $G\mathfrak{M}_{\text{Гал}}/r^2$.

Отсюда, полагая $V = 200$ км/с и $r = 15$ кпк, получим массу Галактики

$$\mathfrak{M}_{\text{Гал}} = \frac{V^2 r}{G} \approx 3 \cdot 10^{41} \text{ кг} \approx 10^{11}\mathfrak{M}_{\odot}.$$

Полная масса Галактики, заключенная, скажем, в пределах расстояний 50 кпк от центра, может быть в несколько раз больше, если учесть протяженную галактическую корону.

§ 11.7. Межзвездная пыль

На фотографиях звездного неба, особенно в областях Млечного Пути, можно заметить сильную неоднородность распределения звезд, вызванную наличием темного непрозрачного вещества (рис. 11.12).

Замечательным примером объектов такого типа являются темные туманности, известные под названием «Конская Голова» (рис. 11.13) и «Угольный Мешок» (последняя расположена рядом с двумя самыми яркими звездами созвездия Южного

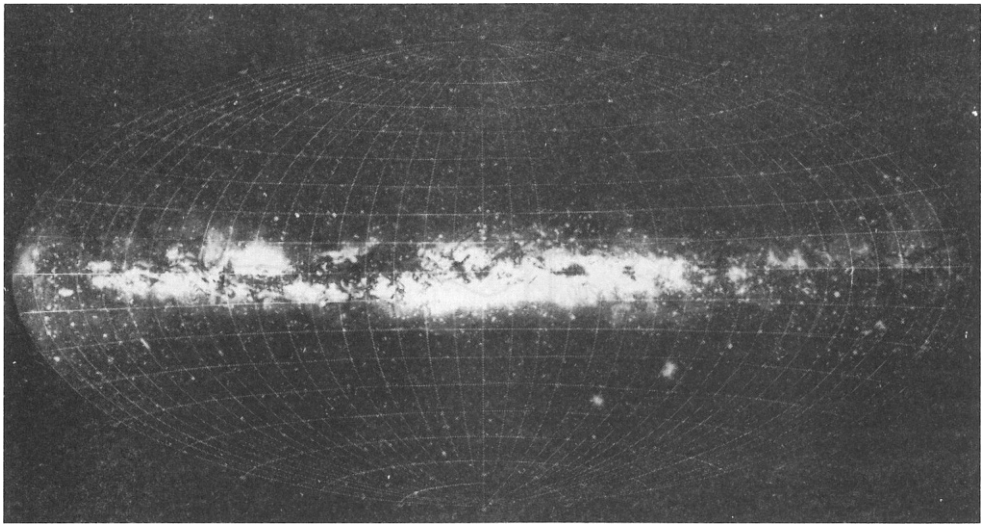


Рис. 11.12. Карта Млечного Пути



Рис. 11.13. Пылевая туманность «Конская Голова» в созвездии Ориона

Креста). Видимый угловой диаметр области неба, занимаемой «Угольным Мешком», больше 3°. Поскольку этот объект находится на расстоянии около 150 пк, истинные его размеры — около 8 пк. Из-за контраста с окружающими яркими областями Млечного Пути туманность кажется черным пятном. В этой области в телескоп видны слабые звезды, число которых в несколько раз меньше числа звезд в соседних областях того же размера. «Угольный Мешок» поглощает свет далеких звезд, уменьшая общее количество света примерно в четыре раза. Такое поглощение

соответствует оптической толщине

$$\tau = \ln 4 \approx 1{,}39,$$

или ослаблению света, выраженному в звездных величинах,

$$\Delta m = 1{,}086\tau \approx 1{,}5^m.$$

Множество облаков, подобных «Угольному Мешку», образуют широкую темную полосу вдоль средней линии Млечного Пути, начинающуюся от созвездия Лебедя и тянущуюся через созвездия Орла, Змеи, Стрельца и Скорпиона. Это — знаменитая Большая развилка Млечного Пути. Особенно большое количество темных облаков наблюдается в области центрального сгущения нашей Галактики, в созвездии Стрельца, вследствие чего эту крайне интересную область Галактики особенно трудно наблюдать. Межзвездная среда преимущественно поглощает коротковолновое излучение из-за чего свет далеких звезд испытывает *межзвездное покраснение света*. В результате для многих звезд, особенно вблизи Млечного Пути, нарушается установленная в § 10.3 зависимость между показателем цвета и спектральным классом.

Для количественной характеристики этого явления вводится понятие *избытка цвета*: так называется разность между наблюдаемым показателем цвета данной звезды и показателем цвета, соответствующим ее спектральному классу. Так, для показателя цвета $B-V$ избыток цвета обозначается E_{B-V}.

Покраснение света звезд вызывается тем же самым веществом, которое вызывает поглощение света. Последнее оказывается более сильным для синих лучей и менее сильным для красных (*селективное поглощение*). Его принято характеризовать *удельным поглощением*, т. е. вызванным им ослаблением света в расчете на 1 кпк пути.

Количественные измерения межзвездного поглощения, выполненные в различных участках спектра, показывают, что начиная от ультрафиолетовой части спектра около 3 700 Å до инфракрасной области 48 000 Å (т. е. во всем интервале спектра от 0,4 до почти 5 мкм) удельное поглощение обратно пропорционально длине волны излучения в степени 1,85:

$$A_\lambda \sim \lambda^{-1{,}85}.$$

Во всем спектре имеется более 40 диффузных полос поглощения, наиболее сильная из них в области 443 нм. В ультрафиолетовой части спектра выделяется широкий пик поглощения в области длин волн около 220 нм.

Наблюдаемое ослабление свет испытывает при прохождении через среду, состоящую из мелких твердых частиц (*пылинок*), если их диаметр порядка длины волны излучения и в среднем составляет от 0,1 до 1 мкм. Однако имеется значительное количество и более мелких частиц, поглощающих в основном ультрафиолетовое излучение.

Крупные частицы состоят из тугоплавкого ядра (рис. 11.14) и оболочки из летучих элементов. Тугоплавкие частицы могут формироваться при температурах от 500 до 2 000 К в холодных атмосферах гигантов и сверхгигантов поздних спектральных

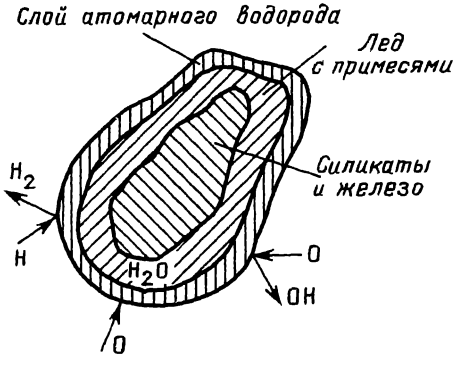


Рис. 11.14. Модель пылинки

классов, в оболочках новых, сверхновых и планетарных туманностей. Для перехода в твердую фазу необходимо, чтобы газовое давление превысило давление насыщенного пара конденсирующегося вещества. После того как тугоплавкие зародыши частиц возникнут в таких условиях, потоки газа и световое давление переносят их в более холодные области, где на них оседают более легкоплавкие соединения.

Плотность ρ образующихся таким путем пылинок должна быть порядка плотности льда, так что пылинка размером 0,1 мкм должна иметь массу порядка 10^{-15} г.

Избыток цвета E_{B-V} представляет собою разность поглощений, выраженных в звездных величинах в лучах B и в лучах V. Обозначим эту разность

$$E_{B-V} = A_B - A_V. \tag{11.8}$$

Для перехода от избытка цвета к абсолютному значению поглощения используется отношение $R_V = A_V/E_{B-V}$ и аналогично $R_B = A_B/E_{B-V} = R_V + 1$. В среднем $R_V = 3{,}2$, так что $R_B = 4{,}2$. Существуют, однако, области аномального поглощения с повышенным значением R_V, связанные с областями звездообразования.

Если бы межзвездного поглощения не было, звезды казались бы ярче и вместо звездной величины m_V наблюдалось бы значение

$$m'_V = m_V - A_V = m_V - R_V \cdot E_{B-V}. \tag{11.9}$$

В среднем для звезд в окрестности Солнца вблизи плоскости Галактики на расстоянии в 1 кпк избыток цвета $E_{B-V} \approx 0{,}6^m$. Согласно формуле (11.8) это означает, что видимое излучение этих звезд ослаблено примерно на $A_V = R_V E_{B-V} = 1{,}92^m$, т. е. почти в шесть раз. Следовательно, оптическая толщина слоя межзвездной среды в 1 кпк для визуальных лучей в среднем составляет

$$\tau_{1\text{ кпк}} = \frac{A_V}{1{,}086} \approx 1{,}8.$$

Большая часть этого поглощения обусловлена пылевыми облаками, число которых на 1 кпк достигает шести–десяти.

В целом пылевая материя, вызывающая межзвездное поглощение света, распределена в Галактике крайне неравномерно. Поэтому приведенное значение межзвездного поглощения получено лишь в среднем на основании измерений поглощения в различных направлениях в плоскости Галактики. В отдельных местах поглощение может быть как меньше, так и намного больше этого значения. Например, как мы видели, почти такое же ослабление света (на $1{,}5^m$) дает только одна туманность «Угольный Мешок», имеющая размер 8 пк. Отсюда следует, что в ней вещества примерно столько же, сколько в среднем в столбе межзвездного пространства с поперечным сечением 8×8 пк и длиной 1 000 пк, т. е. плотность пыли в 100 с лишним раз больше.

Оценим теперь число отдельных пылинок, вызывающих межзвездное поглощение света. Предположим, что их поперечник, площадь сечения и объем соответственно составляют 10^{-5} см, 10^{-10} см^2 и 10^{-15} см^3. Примем также, что плотность вещества частиц 3 г/см^3, а их поглощающее действие сводится к простому экранированию ими проходящего излучения. Тогда, учитывая физический смысл оптической толщины τ (см. формулу 6.30), получим, что концентрация частиц в этом столбе составляет $\mathcal{N} = 1{,}8/10^{-10} \approx 2 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. При плотности 3 г/см^3 и объеме 10^{-15} см^3 это соответствует массе пылевой составляющей среды в рассматриваемом столбе длиной в 1 кпк сечением в 1 см^2 равной $6 \cdot 10^{-5}$ г/см^2.

Объем этого столба

$$\mathscr{V} = 10^3 \text{ пк} \cdot 1 \text{ см}^2 \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^3.$$

Поэтому на каждую частицу приходится объем

$$v = \frac{\mathscr{V}}{\mathscr{N}} = \frac{3 \cdot 10^{21}}{1{,}8 \cdot 10^{10}} = 1{,}7 \cdot 10^{11} \text{ см}^3,$$

т. е. куб со стороной около 55 м. Величина, обратная v, дает концентрацию (плотность) пылинок

$$n = \frac{\mathscr{N}}{\mathscr{V}} \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}.$$

Даже такое ничтожное содержание крошечных пылинок в межзвездном пространстве заставляет внести важную поправку в метод определения расстояний путем сравнения видимой и абсолютной звездных величин. Действительно, чтобы получить верное значение r, в формулу (10.7) следует подставить не m, а m', в результате чего получим

$$\lg r = 1 + 0{,}2(m - M - R_V \cdot E_{B-V}). \tag{11.10}$$

Если, например, избыток цвета достигает целой звездной величины, то в фотографических лучах (при $R_B = 4{,}2$) без учета межзвездного поглощения расстояние окажется завышенным в 6,3 раза!

Для выяснения физической природы поглощающего вещества мы воспользовались средним значением селективного поглощения света на единицу длины в окрестности Солнца. Теперь рассмотрим, как меняется в различных направлениях полное поглощение, т. е. какова величина и форма всего поглощающего слоя.

Пыль концентрируется в пределах диска толщиной в несколько сотен парсеков. Внешний вид пылевых туманностей позволяет считать, что распределение пыли в этом диске должно иметь клочковатый характер.

Наиболее сильное поглощение — вблизи плоскости Галактики. Здесь оно очень велико (особенно в направлении на центр Галактики) и меняется в больших пределах. По мере удаления от плоскости Млечного Пути общее межзвездное поглощение быстро падает за счет уменьшения толщины поглощающего слоя, расположенного на луче зрения. Для визуальной системы V в среднем полное поглощение на угловом расстоянии b от галактического экватора (*галактическая широта*) можно определить по формуле

$$A_V = a_0 \frac{H_z}{|\sin b|},$$

где a_0 — удельное поглощение, которое в среднем должно быть не более, чем в окрестности Солнца, так что его можно принять $1{,}5^m$ на кпк, а шкала высоты H_z, как мы уже видели, порядка 100 пк.

Отсюда сразу следует, что в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики (*полюс Галактики*), межзвездное поглощение света $A_V \approx 0{,}15^m$.

Обратная пропорциональность поглощения величине $\sin b$ есть следствие того, что поглощающий слой плоский. Аналогичную зависимость мы получали при определении оптической толщины земной атмосферы, предполагая ее слои плоскопараллельными (§ 8.3).

В некоторых случаях удается видеть часть пылевой туманности, освещенную какой-либо близко находящейся яркой звездой. Поперечник освещенной области

обычно меньше 1 пк. Но и в пределах таких небольших объемов распределение пылевой среды оказывается очень неравномерным. Часто наблюдаются изогнутые тонкие волокна, обращенные выпуклостью в сторону от освещающей звезды, которую обычно удается найти, пользуясь тем обстоятельством, что спектры звезды и туманности очень похожи. Последнее подтверждает, что свечение вызывается пылинками, отражающими (точнее рассеивающими) излучение звезды, почему эти *светлые туманности* и называются *отражательными*.

Межзвездное вещество диска Галактики является мощным источником длинноволнового инфракрасного излучения. Твердые пылевые частицы испускают фотоны, имеющие непрерывный спектр с максимумом в области 100–500 мкм, что в большей части Галактики соответствует температуре излучения в среднем 15 К.

В середине нашего столетия было обнаружено, что излучение достаточно далеких звезд поляризовано, причем максимальные значения степени поляризации достигают 8–10 %.

Эта межзвездная поляризация света объясняется его рассеянием и поглощением на ориентированных несферических (т. е. вытянутой формы) пылинках. Фактором, ориентирующим пылинки в пределах крупных областей межзвездной среды, является *магнитное поле Галактики*. Излучение, идущее к наблюдателю через облако одинаково ориентированных несферических частиц, становится линейно поляризованным, если направление ориентации не совпадает с лучом зрения. Поэтому в принципе межзвездная поляризация света позволяет определить ориентацию магнитного поля и степень его нерегулярности. Однако оценить напряженность магнитного поля, которая составляет от 10^{-5} до 10^{-4} Э, можно только, привлекая другие данные, например о движении частиц высоких энергий — космических лучах (о которых мы скажем в § 11.9).

Пылевые частицы — лишь малая часть вещества межзвездной среды: основная доля ее массы приходится на межзвездный газ. По многим наблюдениям получена средняя зависимость между поглощением A_V (в звездных величинах) и числом атомов водорода $N_{\rm H}$ на луче зрения в столбе сечением 1 см^2

$$A_V = 5{,}2 \cdot 10^{-22} N_{\rm H}.$$

Принимая $A_V = 1{,}9^m$ на 1 кпк, получим, что в столбе в 1 кпк содержится $N_{\rm H} \approx 3{,}7 \cdot 10^{21}$ см$^{-2}$ водородных атомов. Это соответствует массе водорода примерно $6 \cdot 10^{-3}$ г, т. е. в 300 раз больше, чем определенная выше масса пыли в том же столбе ($< 2 \cdot 10^{-5}$).

Считается, что в большей части межзвездной среды газ и пыль достаточно равномерно перемешаны между собою и в среднем их отношение по массе составляет 100 : 1.

§ 11.8. Межзвездный газ

Газовые туманности. Самая известная газовая туманность — в созвездии Ориона (рис. 11.15), протяженностью больше, чем 6 пк заметна в безлунную ночь даже невооруженным глазом. Не менее красивы туманности Омега, Лагуна и Трехраздельная в созвездии Стрельца, Северная Америка и Пеликан в созвездии Лебедя, туманность около звезды η Киля, Розетка в созвездии Единорога и многие другие. Всего насчитывают около 400 таких объектов. Естественно, что полное их число в Галактике значительно больше, но мы их не видим из-за сильного межзвездного поглощения света.

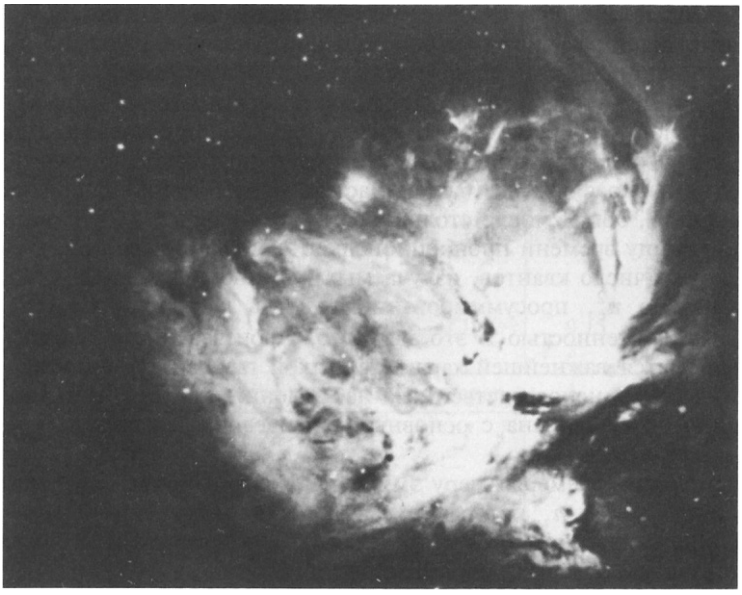


Рис. 11.15. Газовая туманность в созвездии Ориона

Газовые туманности имеют эмиссионные спектры с линиями излучения. У наиболее ярких туманностей прослеживается и слабый непрерывный спектр.

Как правило, сильнее всех выделяются водородные линии H_α и H_β и небулярные линии с длинами волн 5 007 и 4 959 Å, возникающие при запрещенных переходах дважды ионизованного кислорода O III. До того как эти линии удалось отождествить, предполагалось, что их излучает гипотетический элемент небулий. Интенсивны также две близкие запрещенные линии ионизованного кислорода O II с длинами волн около 3 727 Å, линии азота и ряда других элементов.

Внутри газовой туманности, если это не остаток вспышки сверхновой (см. § 10.10), или непосредственно вблизи нее, почти всегда можно найти горячую звезду спектрального класса O или B, являющуюся причиной свечения всей туманности. Эти горячие звезды обладают очень мощным ультрафиолетовым излучением, ионизирующим и заставляющим светиться окружающий газ точно так же, как это имеет место в планетарных туманностях (см. § 10.9).

Поглощенная атомом туманности энергия ультрафиолетового кванта звезды большей частью идет на ионизацию атома. Остаток энергии расходуется на придание скорости свободному электрону, т. е. в конечном счете превращается в тепло. В ионизованном газе должны также происходить и обратные процессы рекомбинации с возвращением электрона в связанное состояние. Обычно это реализуется через промежуточные энергетические уровни, так что в итоге вместо первоначально поглощенного жесткого ультрафиолетового кванта атомы туманности излучают несколько менее энергичных квантов видимых лучей (этот процесс называется *флуоресценцией*). Таким образом, в туманности происходит как бы «дробление» ультрафиолетовых квантов звезды и переработка их в излучение, соответствующее спектральным линиям видимого спектра.

Излучение в спектральных линиях в видимом и инфракрасном спектре, связанное с ударным возбуждением атомов и приводящее к охлаждению газа,

уравновешивает поступление тепла через ионизацию. В итоге температура туманности устанавливается на некотором определенном уровне порядка 10^4 K, что можно проверить по непрерывному тепловому радиоизлучению газа.

Число квантов, излучаемых в какой-либо спектральной линии, в конечном счете пропорционально числу столкновений электронов с ионами. Для полностью ионизованного водорода концентрация и тех и других одинакова, т. е. $n_i \approx n_e$. Поскольку согласно формуле (6.18 б) частота столкновений одной частицы пропорциональна n_i, общее число столкновений всех ионов с электронами в единице объема за единицу времени пропорционально произведению $n_i n_e$, т. е. n_e^2. Следовательно, общее число квантов, излучаемых туманностью, или ее яркость на небе, пропорционально n_e^2, просуммированному вдоль луча зрения. Для однородной туманности протяженностью L это дает $n_e^2 L$. Произведение $n_e^2 L$ называется *мерой эмиссии* и является важнейшей характеристикой газовой туманности: ее значение легко получить из непосредственных наблюдений яркости туманности. Вместе с тем мера эмиссии связана с основным физическим параметром туманности — концентрацией частиц газа.

Таким образом, измеряя меру эмиссии газовых туманностей, можно оценить концентрацию частиц n, которая оказывается порядка 10^1–10^4 см$^{-3}$, а иногда и больше. Она сильно меняется в пределах туманности, что и наблюдается в виде сложной структуры большинства объектов этого типа.

Необычайно сильная разреженность газа объясняет существование в его спектре запрещенных линий, сравнимых по своей интенсивности с разрешенными. Обычно возбужденные атомы в газе не успевают излучить квант в запрещенной линии, потому что гораздо раньше, чем это произойдет, они столкнутся с другими частицами (в первую очередь с электронами) и отдадут им свою энергию возбуждения без излучения кванта. В газовых туманностях при температуре 10^4 K средняя тепловая скорость электронов достигает 500 км/с и время между столкновениями, вычисленное по формуле (6.18 а) при концентрации $n = 10^2$ см$^{-3}$, оказывается $2 \cdot 10^6$ с, т. е. немногим меньше месяца, что в миллионы раз превышает «время жизни» атома в возбужденном состоянии для большинства запрещенных переходов. По этой причине излучение за счет запрещенных переходов оказывается столь же эффективным, как и некоторых разрешенных.

Области HII. Как мы только что видели, горячие звезды на больших расстояниях вокруг себя ионизуют газ и в первую очередь водород. Его ионизуют главным образом лаймановские кванты с длиной волны короче 912 Å. Но в большом количестве их могут дать только звезды спектральных классов O и B0, у которых эффективная температура $T \approx 3 \cdot 10^4$ и максимум излучения расположен в ультрафиолетовой части спектра. Расчеты показывают, что эти звезды способны ионизовать газ с концентрацией 1 атом в 1 см^3 до расстояний в несколько десятков парсеков. Ионизованный газ прозрачен к ультрафиолетовому излучению, нейтральный, наоборот, жадно его поглощает. В результате окружающая горячую звезду область ионизации (в однородной среде это шар!) имеет очень резкую границу, дальше которой водород остается нейтральным. Таким образом, газ в межзвездной среде в основном может быть либо ионизован, либо нейтрален. Первые области называются областями HII, вторые — областями HI. Горячих звезд сравнительно мало, а потому газовые туманности и области HII составляют относительно небольшую долю объема межзвездной среды (табл. 11.2). Однако это наиболее заметные области в нашей звездной системе.

Физические параметры областей HII удается уточнить не только по оптическому, но и по монохроматическому радиоизлучению водорода, гелия и углерода,

Таблица 11.2. Средние параметры основных составляющих межзвездной среды в Галактике

Название объектов	T, К	n, см$^{-3}$	Масса ($\mathfrak{M}_\odot = 1$)	Средний размер, пк	Занимаемая средняя доля объема
Гало (расстояние 5 кпк от плоскости Галактики)	10^5	$3 \cdot 10^{-4}$	—	—	—
Высокоширотные и высокоскоростные облака	$3 \cdot 10^2$	10^2	—	—	—
Планетарные туманности	10^4	$10^3 - 10^6$	0,1	0,15	—
Состав спиральных рукавов					
Корональный газ	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{-3}$	—	—	0,5
Разреженные области HII	10^4	3	—	—	10^{-2}
Межоблачная среда	10^4	0,1	—	—	0,5
Газовые туманности	10^4	$10 - 10^4$	—	—	—
Облака HI (в среднем)	80	10	100	10	10^{-2}
Темные облака	10	10^3	300	1	10^{-5}
Большие глобулы	10	10^4	20	0,3	$3 \cdot 10^{-9}$
Области HII и газовые туманности	10^4	30	300	10	10^{-4}
Гигантские молекулярные облака	20	300	$3 \cdot 10^5$	40	$3 \cdot 10^{-4}$
Уплотнения в молекулярных облаках	6	10^5	100	0,5	—
Мазерные конденсаты	> 0	10^{10}	10^{-5}	10^{-5}	—

спектральные линии которых, соответствующие переходам между высокими атомными уровнями (главные квантовые числа n от 40 до 300), лежат в диапазоне от миллиметровых до метровых волн. Очевидно, что наиболее яркими оказываются спектральные линии при переходах с ближайшего верхнего уровня (с главным квантовым числом $n + 1$), так называемые α-линии. Из-за близости высоких уровней разность энергий мала, а соответствующее излучение оказывается в радиодиапазоне.

Поскольку верхние энергетические уровни атомов заселяются главным образом за счет рекомбинаций, описанные линии называются *рекомбинационными радиолиниями*. Их изучение, начавшееся в 60-х годах XX в., открыло для астрофизики новые возможности исследования слабых и удаленных объектов благодаря отсутствию межзвездного поглощения.

По своему характеру это излучение уникально, оно создается атомами, у которых размер излучающей системы («радиус» орбиты электрона) приближается к 0,1 мм! Изучение таких систем невозможно в лабораторных условиях. Только необычайная разреженность газовых туманностей допускает такое удаление возбужденного электрона от атомного ядра. Для атомной физики изучение таких систем позволило уточнить теорию очень важного эффекта изменения атомных уровней во внешнем электрическом поле (эффект Штарка).

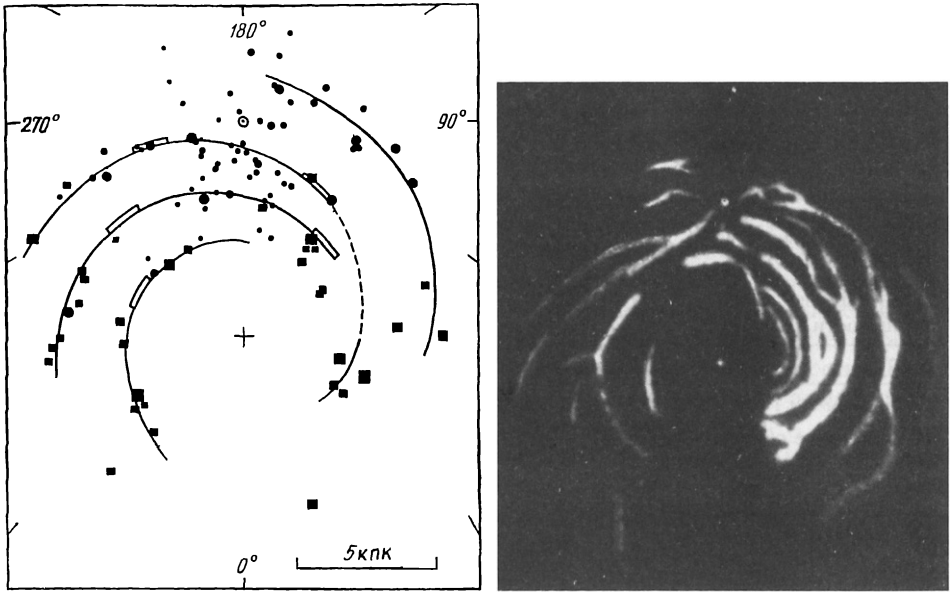


Рис. 11.16. Спиральная структура Галактики: *а* — по распределению областей HII; *б* — по наблюдению радиолинии 21 см

Подобно тому, как это наблюдается в туманности Андромеды и в других спиральных галактиках, которые будут рассмотрены в следующей главе, области HII имеют тенденцию концентрироваться в Галактике вдоль так называемых *спиральных ветвей*, или *рукавов*. На рис. 11.16 *а* показано распределение зон HII в нашей Галактике по оптическим (кружки) и радионаблюдениям (квадраты). Сплошные линии изображают логарифмические спирали, на которые очень хорошо ложатся эти объекты. Вопрос о природе спиральной структуры Галактики, будет рассмотрен в последнем параграфе этой главы.

Корональный газ. В межзвездной среде встречаются многочисленные области с характерным размеров в сотни парсеков, представляющие своего рода «пузыри» очень горячего и разреженного газа с температурой около миллиона кельвинов. Этот газ называется *корональным* (по аналогии с газом солнечной короны). Его можно обнаружить по рентгеновскому излучению и линиям поглощения в спектрах звезд в ультрафиолетовой области, принадлежащим высокоионизованным атомам (например, O VI). Источником нагрева и расширения коронального газа служит активность молодых звезд и в первую очередь вспышки сверхновых. Солнечная система находится вблизи одного из таких «пузырей», в центре которого наблюдается породившая его ассоциация в Скорпионе—Центавре. Хотя масса коронального газа ничтожно мала по сравнению с массой более холодного межзвездного газа, занимаемый им объем составляет около половины всего объема газового слоя в Галактике.

Области HI. Примерно также половина всего объема, занимаемого спиральными рукавами, удалена от ярких или горячих звезд. Здесь нагрев газа происходит за счет ионизующего действия космических лучей, рентгеновских квантов и суммарного

излучения звезд. При этом в первую очередь ионизуются атомы тяжелых элементов. Их излучение в спектральных линиях, расположенных главным образом в инфракрасной части спектра, является основным механизмом охлаждения газа в зонах HI. В результате устанавливается равновесие между потерей энергии и ее поступлением; оказалось, что оно имеет место при двух температурных режимах, осуществляющихся в зависимости от значения плотности. Первый из них, когда температура газа устанавливается порядка сотни градусов, реализуется в газопылевых облаках, где плотность относительно велика (до 10 атомов в 1 $см^3$), второй — в пространстве между ними, в котором раз в 100 более разреженный газ имеет температуру 7–10 тыс. К. Области с промежуточными значениями плотности оказываются неустойчивыми, и первоначально однородный газ неизбежно должен разделиться на две фазы — сравнительно плотные облака и окружающую их весьма разреженную среду. Таким образом, тепловая неустойчивость является важнейшей причиной «клочковатой» и облачной структуры межзвездной среды.

Межзвездные линии поглощения. Существование холодного газа в пространстве между звездами было доказано в самом начале XX в. немецким астрономом Гартманом, изучившим спектры двойных звезд, в которых спектральные линии, как отмечалось в § 10.2, должны испытывать периодические смещения из-за эффекта Доплера.

Гартман обнаружил в спектрах некоторых звезд (особенно удаленных и горячих) линии H и K ионизованного кальция, не изменявшие своего положения. Он назвал их *стационарными*. Помимо того, что их длины волн не менялись, как у всех остальных линий, они отличались еще своей меньшей шириной. Вместе с тем у достаточно горячих звезд линии H и K вообще отсутствуют. Все это говорит о том, что стационарные линии возникают не в атмосфере звезды, а обусловлены поглощением газа в пространстве между звездами. Впоследствии обнаружились межзвездные линии поглощения и других атомов: нейтрального кальция, натрия, калия, железа, титана, а также некоторых молекулярных соединений. Однако наиболее полное спектроскопическое исследование межзвездного газа стало возможным благодаря внеатмосферным наблюдениям межзвездных линий поглощения в далекой ультрафиолетовой части спектра, где сосредоточены резонансные линии самых распространенных химических элементов, в которых газ должен поглощать сильнее всего.

В частности, наблюдались резонансные линии водорода, углерода, азота, кислорода, магния, кремния и других атомов и ионов. По интенсивностям резонансных линий можно получить наиболее надежные данные о химическом составе. Оказалось, что состав межзвездного газа в общем близок к стандартному химическому составу солнечной атмосферы, хотя многие тяжелые элементы содержатся в нем в меньшем количестве.

Исследование межзвездных линий поглощения с большой дисперсией позволяет заметить, что часто они состоят из нескольких отдельных узких компонентов с различными доплеровскими смещениями, соответствующими в среднем лучевым скоростям ± 10 км/с. Это означает, что в областях HI газ сконцентрирован в отдельных облаках. Их размеры и расположение соответствуют пылевым облакам, рассмотренным в конце предыдущего параграфа. Следовательно, газ и пыль в межзвездной среде концентрируются в одних и тех же местах, хотя их плотность может сильно меняться при переходе от одной области к другой, как это можно установить, сравнивая карты распределения в Галактике инфракрасного и радиоизлучения областей HII.

Наряду с отдельными облаками, состоящими из ионизованного или нейтрального газа, в Галактике наблюдаются значительно большие по своим размерам, массе и плотности области холодного межзвездного вещества, называемые *газопылевыми комплексами*, а также молекулярные облака (см. ниже). Самым близким к нам из них является известный комплекс в Орионе, включающий в себя наряду с многими замечательными объектами знаменитую туманность Ориона. В таких областях, отличающихся сложной и весьма неоднородной структурой, происходит исключительно важный для космогонии процесс звездообразования.

Монохроматическое радиоизлучение нейтрального водорода. Межзвездные линии поглощения позволяют выяснить свойства областей HI, если за ними имеются горячие звезды. Более полную картину распределения нейтрального водорода в Галактике можно получить на основании спектра основного компонента — водорода. Межзвездная резонансная линия поглощения водорода длиной волны 1 215 Å расположена в далеком ультрафиолетовом конце спектра и наблюдается внеатмосферными методами исследования наряду с другими ультрафиолетовыми линиями, принадлежащими, например, кислороду, азоту, углероду.

Однако, имеется уникальная возможность наблюдать методами радиоастрономии излучение нейтрального водорода на волне 21 см (см. § 6.6).

Общее число атомов водорода, поглощающих кванты в линии 21 см, настолько велико, что лежащий в плоскости Галактики слой оказывается существенно непрозрачным к радиоизлучению 21 см на участке всего лишь 1 кпк. Поэтому если бы весь нейтральный водород, находящийся в Галактике, был неподвижен, мы не могли бы наблюдать его дальше этого расстояния, составляющего около 3 % размеров Галактики. В действительности это имеет место только в направлениях на центр и антицентр Галактики, в которых, как мы видели в § 11.6, относительные движения газа вдоль луча зрения малы. Однако во всех остальных направлениях из-за галактического вращения имеется возрастающая с расстоянием разность лучевых скоростей объектов. Поэтому можно считать, что каждая область Галактики, характеризующаяся определенным значением лучевой скорости, вследствие доплеровского смещения излучает как бы «свою» линию с длиной волны не 21 см, а чуть больше или меньше, в зависимости от направления лучевой скорости. У объемов газа, расположенных ближе, это смещение иное, поэтому они не препятствуют наблюдениям более далеких областей. Профиль каждой такой линии дает представление о плотности газа на расстоянии, соответствующем данной величине эффекта дифференциального вращения Галактики. На рис. 11.16 *б* изображено полученное таким путем распределение нейтрального водорода в Галактике. Из рисунка видно, что нейтральный водород распределен в Галактике неравномерно. Заметны увеличения плотности на определенных расстояниях от центра, которые, по-видимому, являются элементами спиральной структуры Галактики. Эта структура выявляется также по распределению горячих звезд и диффузных туманностей.

Межзвездные молекулы. Некоторые межзвездные линии поглощения принадлежат спектрам молекул, В оптическом диапазоне они представлены соединениями CH, CH^+, CO и CN. Существенно новый этап в изучении межзвездной среды начался в 1963 г., когда удалось зарегистрировать в поглощении четыре радиолинии гидроксила OH с длиной волны около 18 см, предсказанные еще в 1949 г. И. С. Шкловским.

Эти четыре радиолинии наблюдаются во многих областях Галактики не только в поглощении, но и в эмиссии, что говорит о необычайном разнообразии физических условий в межзвездной среде.

Отношение их интенсивностей, как правило, позволяет оценить содержание молекул OH по отношению к водороду, меняющееся в широких пределах от 10^{-4} до 10^{-7}. Наблюдаемое в некоторых случаях аномальное соотношение интенсивностей линий молекул OH, а также молекул H_2O связано с лазерным эффектом, уже рассмотренным в § 10.6. Такой же аномалией, по-видимому, обладает и молекула формальдегида (H_2CO) — первое органическое соединение, обнаруженное в межзвездной среде в 1969 г.

Сравнение ширин линий OH и $\lambda = 21$ см водорода является надежным методом определения температуры, которая также различна в пределах от 5 до 100 K.

На основании спектров в оптическом и радио-диапазонах обнаружено более 100 различных межзвездных молекул. Несколько десятков из них являются изотопическими разновидностями, выявленными благодаря высокому спектральному разрешению, достигнутому в радиодиапазоне и позволяющему проверять правильность существующих теорий образования и эволюции химических элементов во Вселенной.

Примерно две трети обнаруженных молекулярных соединений принадлежат органическим соединениям, многие из которых являются важными структурными элементами белков. К ним относятся альдегиды, спирты, эфиры, карбоновые кислоты и амиды кислот. Самые большие из найденных молекул содержат более 10 атомов, например $HC_{11}N$. Эти молекулярные соединения помимо атомов H и C содержат также N, O, S, Si, а иногда и Al, Ca, Na, K. Преобладание органических соединений в наиболее плотных областях межзвездной среды — свидетельство важной ее роли в универсальных путях молекулярного синтеза во Вселенной.

В 1973 г. на специальном ИСЗ «Коперник» была зарегистрирована резонансная полоса межзвездной молекулы H_2 с длиной волны 1 092 Å. Оказалось, что молекулярный водород составляет значительную долю межзвездного вещества, однако непосредственное изучение его распределения в Галактике затруднено отсутствием линий в радиодиапазоне. Зато имеется надежный косвенный способ, поскольку, как показали расчеты, в широком интервале значений температуры и плотности относительное содержание окиси углерода CO и молекул H_2 близко к $6 \cdot 10^{-5}$ (содержание других молекул меньше: $10^{-8} - 10^{-10}$ от H_2). Поэтому радиолиния CO с длиной волны 2,6 мм оказалась удобным индикатором распределения молекулярного водорода в Галактике.

Гигантские молекулярные облака. Детальное исследование молекулярных радиолиний позволило изучить межзвездное вещество на значительных расстояниях в Галактике и выявить новый элемент его структуры — *гигантские молекулярные облака*. Во внутренней части Галактики на расстояниях примерно от 4 до 8 кпк от центра общая масса молекулярного газа составляет около $10^9 \mathfrak{M}_\odot$ и концентрируется в нескольких тысячах гигантских молекулярных облаков с массой в среднем $10^5 - 10^6 \mathfrak{M}_\odot$ каждое, диаметрами в несколько десятков парсеков и средней концентрацией молекул около 200 $см^{-3}$. Температура газа в отдельных облаках достигает 10–100 K. Однако в некоторых сгустках внутри облаков, где плотность в тысячи раз выше, температура падает до 5–6 K.

Существует тесная связь между молекулярными облаками (особенно наиболее плотными) и областями звездообразования в Галактике. Как мы видели в гл. 10, скорее всего звезды образуются в результате гравитационного сжатия внутри таких облаков.

Происхождение молекул. Молекулярные соединения должны образовываться в оболочках холодных звезд. Затем они выносятся в межзвездное пространство

звездным ветром. Молекулы H_2, как и некоторые другие, по-видимому, образуются на поверхности твердых пылинок. Синтез более сложных молекул происходит в результате ионно-молекулярных реакций во время их столкновений. Наблюдаемые концентрации молекул устанавливаются в результате баланса процессов образования и разрушения, происходящего главным образом под воздействием ультрафиолетовой радиации и космических лучей, к изучению которых мы и переходим.

§ 11.9. Космические лучи, галактическая корона и магнитное поле Галактики

Диффузная среда, которую мы рассмотрели в предыдущих параграфах, включает главным образом газ, образующий плоскую подсистему в Галактике. Естественно предположить, что газ может находиться и на больших расстояниях от плоскости Галактики. О том, что там действительно должен быть очень разреженный газ, можно судить хотя бы на том основании, что звезды, сбрасывающие с себя газовые оболочки (планетарные туманности, § 10.9), встречаются на значительных расстояниях от галактической плоскости.

Наиболее важные результаты о природе межзвездной среды на больших расстояниях от плоскости Галактики получаются на основании изучения *космических лучей* (КЛ), представляющих собой весьма энергичные элементарные частицы и атомные ядра, движущиеся с огромными скоростями, близкими к скорости света. Энергии этих частиц поистине колоссальны и могут достигать 10^{21} электрон-вольт! Из всех направлений на Землю приходит одинаковый поток частиц космических лучей. Это говорит об *изотропии* их пространственного распределения и о невозможности определить из непосредственных наблюдений, где они возникают.

Большинство частиц космических лучей имеет энергию от 100 МэВ до 1 ГэВ (гига электрон-вольт, 10^9 эВ). Однако число их заметно уменьшается во время усиления солнечной активности: они как бы «выметаются» из магнитосферы системы Солнце—Земля (*гелиосферы*) замагниченной плазмой солнечных корпускулярных потоков.

С другой стороны, во время солнечных вспышек (см. § 8.12), сильно возрастает поток частиц значительно меньших энергий, от 1 МэВ до 1 ГэВ (но не более 20 ГэВ). В отличие от рассматриваемых в этом параграфе *галактических космических лучей* (ГКЛ), эти малоэнергичные (*мягкие*) частицы называют *солнечными космическими лучами* (СКЛ).

В сторону более высоких энергий число энергичных частиц КЛ заметно убывает и при энергиях более 3 ГэВ перестает модулироваться солнечной активностью. Частиц с энергиями более $10^{19}-10^{20}$ эВ не должно накапливаться в Галактике, так как ее магнитное поле не способно удержать их и они уходят в межгалактическое пространство.

Таким образом общий поток ГКЛ оказывается постоянным и в минимуме солнечной активности порядка 1 частицы/($см^2 \cdot с^{-1}$). Плотность энергии частиц при этом около 1 эВ/$см^3$, что сравнимо с плотностью суммарного электромагнитного излучения в пределах Галактики, а также с плотностью кинетической и турбулентной энергии частиц межзвездной среды. Оказывается, что такова же плотность энергии магнитного поля Галактики. Все это говорит об активном обмене энергии между космическими лучами и межзвездной средой в Галактике.

Проходя через земную атмосферу, космические лучи сталкиваются с молекулами воздуха и порождают много новых энергичных частиц (*вторичные космические лучи*).

Таблица 11.3. Содержание химических элементов в космических лучах (относительное число частиц с энергией больше 2,5 ГэВ) и в среднем во Вселенной

Химические элементы	Космические лучи	Среднее по Вселенной
H	1 000	1 000
He	70	152
Li, Be, B	1,5	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$
C, N, O	5,2	1,5
Fe, Mg, Si, S, Ti, Ni Al, Na, Ca	2,5	0,15
Релятивистские электроны	10	—

По химическому составу первичные космические лучи отличаются от состава вещества большинства звезд, во-первых, относительно большим содержанием ядер таких легких элементов, как литий, бериллий и бор. В звездах эти элементы практически отсутствуют, так как легко «выгорают» из-за ядерных реакций. Во-вторых, содержание в космических лучах ядер Fe, Si, Mg и других тяжелых элементов, перечисленных в табл. 11.3, превышает среднее их содержание во Вселенной более, чем в 10 раз.

Как видно из табл. 11.3, для энергий больших 2,5 ГэВ космические лучи состоят на 90 % из протонов, на 7 % из ядер гелия и около 1 % релятивистских электронов.

Двигаясь с огромными скоростями, частицы ГКЛ успевают пройти колоссальные расстояния, постоянно сталкиваясь при этом с относительно почти неподвижными ядрами атомов межзвездного газа. В результате этих столкновений происходят ядерные реакции, сопровождающиеся превращением некоторых тяжелых ядер (например железа) в более легкие.

Для того чтобы в потоке космических лучей образовалось наблюдаемое количество Li, Be и B, необходимо, чтобы энергичные частицы прошли слой вещества, содержащий не менее 3 г/см^2. Поскольку, в отличие от распределения горячих звезд и межзвездной среды, космические лучи обладают изотропией, т. е. их поток одинаков из всех направлений, для оценки величины пройденного ими пути необходимо принять плотность межзвездной среды, усредненную по всему сферическому объему с диаметром, равным поперечнику диска Галактики. Соответствующее значение плотности примерно такое же, как и в среднем в окрестности Солнца — около 10^{-25} г/см^3.

Цилиндр сечением в 1 см^2, содержащий при такой плотности 3 г вещества, имеет высоту $3 \cdot 10^{25}$ см $= 10^7$ пк, что в сотни раз превышает размеры Галактики. Таким образом, частицы космических лучей, прежде чем попасть на Землю, рассеиваются на магнитных неоднородностях межзвездной среды и диффундируют в Галактике в течение в среднем

$$\frac{3 \cdot 10^{25} \text{ см}}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} = 10^{15} \text{ с} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ лет},$$

т. е. десятки миллионов лет.

Как мы увидим в следующей главе, некоторые источники космических лучей могут находиться далеко за пределами Галактики. Однако их известная мощность недостаточна для объяснения наблюдаемого количества космических лучей.

Следовательно, необходимо принять, что космические лучи проделывают огромный путь внутри нашей Галактики, постоянно меняя свое направление. Причиной, способной изменить направление траектории заряженной частицы, даже

движущейся со скоростью, близкой к скорости света, являются «запутанные» магнитные поля Галактики и неоднородности межзвездной среды. Заряженные частицы могут беспрепятственно двигаться вдоль магнитных силовых линий, но не должны пересекать их.

В общем случае движение заряженной частицы происходит по винтовой линии вокруг силовых линий магнитного поля (см. § 6.4). Для типичной частицы космических лучей, движущейся в магнитном поле напряженностью 10^{-10} Тл (10^{-6} Гс), радиус витка такой спирали составляет около стотысячной доли парсека ($3 \cdot 10^{13}$ см), или две астрономические единицы, что ничтожно мало по сравнению с размерами Галактики. Силовые линии магнитного поля Галактики, по-видимому, замыкаются в ней и частицам с энергией менее 10^{15} эВ трудно уйти из Галактики. Соответствующая напряженность магнитного поля, необходимая для их «удержания» в Галактике, должна быть не менее 10^{-6}–10^{-5} Гс, что согласуется с приводившимися выше оценками, основанными на межзвездной поляризации света.

Двигаясь по спиралям вокруг силовых линий магнитного поля Галактики, релятивистские электроны, входящие в состав космических лучей, создают поляризованное синхротронное радиоизлучение, наблюдаемое на декаметровых радиоволнах, подобное радиоизлучению радиационных поясов Юпитера и Крабовидной туманности (§ 9.12).

Изотропия космических лучей, т. е. тот факт, что нельзя «видеть» испускающие их источники, свидетельствует о сильной «запутанности» силовых линий межзвездного магнитного поля в сравнительно небольших объемах, вследствие чего движение космических лучей в них сходно с явлением диффузии газов. Однако в среднем магнитное поле Галактики, по-видимому, ориентировано вдоль ее спиральных ветвей.

Учитывая, что, как показано выше, наблюдаемые космические лучи существуют в среднем в течение 30 млн лет, рассчитаем необходимую мощность их источников.

Примем, что плотность энергии космических лучей 1 эВ $\cdot$ см$^{-3}$ $\approx 10^{-12}$ эрг/см^3, а объем шара с поперечником, равным диаметру Галактики (30 кпк $= 10^{23}$ см) $5 \cdot 10^{68}$ см^3. Тогда полная энергия космических лучей в Галактике составит $(10^{-12}$ эрг/см$^3) \cdot 5 \cdot 10^{68}$ см$^3 = 5 \cdot 10^{56}$ эрг. За время 10^{15} с такая энергия возникает, если мощность источников равна

$$\frac{5 \cdot 10^{56} \text{ эрг}}{10^{15} \text{ с}} \approx 5 \cdot 10^{41} \text{ эрг/с}.$$

В Галактике имеется источник энергии сравнимой мощности. Это вспышки сверхновых звезд, энергия взрыва которых может достигать, как мы видели, 10^{51} эрг. При частоте вспышек раз в 100 лет (§ 10.10) это соответствует среднему поступлению энергии 10^{51} эрг/$(3 \cdot 10^9$ с) $\approx 3 \cdot 10^{41}$ эрг/с, что достаточно для обеспечения наблюдаемой энергии космических лучей. Взрывы сверхновых могут приводить к образованию космических лучей, которые по мере рассасывания оболочки сверхновой вливаются в общий поток галактических космических лучей. Источником космических лучей помимо сверхновых, возможно, являются нейтронные звезды — пульсары, о которых говорилось в § 10.10.

Космические лучи увеличивают температуру разреженного газа, в том числе и на больших расстояниях от плоскости Галактики, где его температура, как мы видели, достигает миллионов кельвинов. Этот горячий разреженный газ, образующий обширное гало (см. рис. 11.3), относится к сфероидальной составляющей Галактики и образует *газовую галактическую корону*.

Существование релятивистских электронов высоких энергий, движущихся с огромными скоростями, подтверждается радиоастрономическими наблюдениями. На метровых и более длинных волнах интенсивность космического радиоизлучения такая же, как если бы газ был нагрет до температуры в сотни тысяч и миллионы кельвинов. Это излучение распределено по небу не так, как радиоизлучение ионизованного водорода, которое, как мы видели, имеет тепловую природу и сильно возрастает по мере приближения к галактической плоскости. На метровых волнах радиоизлучение значительно медленнее ослабевает с удалением от Млечного Пути и несколько усиливается к галактическому центру. Это говорит о том, что на длинных волнах космическое радиоизлучение имеет иную природу.

Спектр этого радиоизлучения сильно похож на спектр некоторых дискретных источников, в частности, туманностей, образовавшихся в результате вспышек сверхновых звезд. Природа радиоизлучения последних рассматривалась в § 10.10 и объяснялась излучением релятивистских электронов в магнитных полях.

Излучение электронов, возникающее при их торможении в галактических магнитных полях, регистрируется радиотелескопами, принимающими длинные волны. В отличие от теплового излучения межзвездного газа, синхротронное излучение галактической короны называется *нетепловым*. К нему следует отнести вызываемое теми же причинами излучение остатков вспышек сверхновых звезд.

Гамма-излучение Галактики возникает при распаде π^0-мезонов, образующихся в результате столкновений частиц космических лучей и межзвездного газа. Другой механизм — тормозное излучение релятивистских электронов при их столкновениях с межзвездными атомами. Проходя через относительно плотные области диффузной среды в Галактике, космические лучи взаимодействуют с веществом. Результатом этого взаимодействия является интенсивное гамма-излучение Галактики, отличающееся сильной концентрацией к галактическому экватору. На рис. 11.17 изображен результат обзора неба в диапазоне энергий гамма-квантов от 70 МэВ до 5 ГэВ. Область наибольшей яркости занимает полосу шириной $5-10^\circ$ вдоль галактического

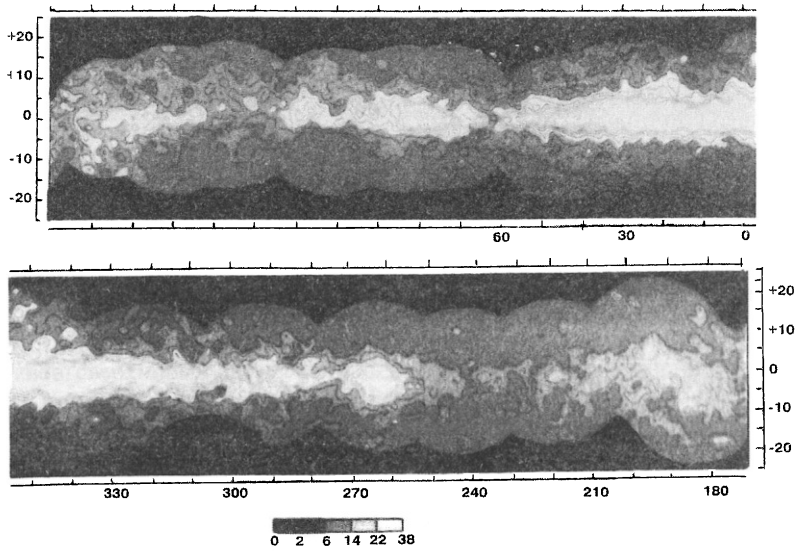


Рис. 11.17. Обзор гамма-неба. По осям — галактические долготы и широты

экватора, на которую накладывается широкий диффузный фон более слабого гамма-излучения. Помимо этого на «гамма-небе» удается выделить ряд дискретных точечных источников, большинство которых совпадает с известными пульсарами (§ 10.10).

§ 11.10. Общая структура Галактики

Итак, наша Галактика представляет собой огромную систему, имеющую поперечник около 30 кпк и состоящую из звезд, разреженного газа, пыли и космических лучей. Мы находимся почти в плоскости ее симметрии на расстоянии примерно половины радиуса от центра. Важнейшими элементами структуры Галактики, как мы уже видели, являются сферическая составляющая, центральное сгущение, или балдж, звездно-газово-пылевой диск, спиральные рукава или ветви. Повторим кратко основные особенности этих структур.

Сферическая составляющая включает старые звезды и шаровые звездные скопления, окруженные очень разреженным горячим слабо замагниченным газом, способным удерживать самые энергичные в природе элементарные частицы — космические лучи.

Центральная область Галактики — балдж является сгущением, занимающим внутреннюю область Галактики и большей частью скрытым от нас темной непрозрачной материей. Лучше всего видна южная его половина в виде яркого звездного облака в созвездии Стрельца. В инфракрасных лучах, значительно слабее поглощаемых межзвездной пылью, удается наблюдать и вторую, северную его половину. Разделяющая их мощная полоса пылевого вещества непрозрачна даже для инфракрасных лучей. Центральное сгущение занимает на небе область с угловыми размерами около $20 \times 30^\circ$, что соответствует линейным размерам 3×5 кпк.

На расстоянии 3–4 кпк от центра Галактики методами радиоастрономии обнаружен рукав нейтрального водорода, расширяющийся со скоростью около 50 км/с и содержащий около 10^8 масс Солнца. По другую сторону от центра Галактики на расстоянии около 2 кпк, по-видимому, имеется рукав с массой, раз в 10 меньшей, удаляющийся от центра со скоростью 135 км/с. Схема расположения этих рукавов изображена на рис. 11.18.

В центре балджа имеется диск из нейтрального и молекулярного газа с радиусом в несколько сотен парсеков, который вращается со скоростью около 200 км/с вокруг центра, в области которого наблюдается усиление нетеплового синхротронного излучения, что говорит об увеличении концентрации космических лучей и напряженности магнитных полей.

Вблизи центра Галактики имеется несколько мощных источников радио- и инфракрасного излучения. Один из них (западный компонент радиоисточника Стрелец А) находится в самом центре Галактики внутри массивного молекулярного облака радиусом в 200 пк, расширяющегося со скоростью более 100 км/с. Рядом находится источник Стрелец В2, связанный с плотным молекулярным обла-

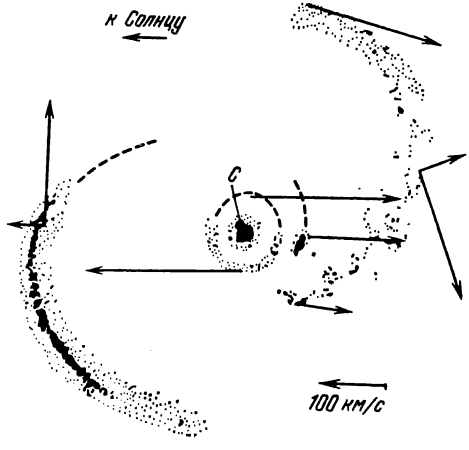


Рис. 11.18. Структура центральных спиральных рукавов Галактики в окрестности ее центра *C*

ком с массой $3 \cdot 10^6 \mathfrak{M}_\odot$ и размером в 30 пк. Оно отличается весьма сложной структурой, внутри имеются компактные области HII и сильные источники инфракрасного и мазерного радиоизлучения OH и H_2O, свидетельствующие об активном процессе звездообразования.

В области 0,8 пк от центра Галактики, обнаружено не менее пяти точечных источников инфракрасного излучения, ослабленного межзвездным поглощением в десятки тысяч раз.

В центральном сгущении туманности Андромеды обнаружено быстро вращающееся ядро, похожее на шаровое звездное скопление. По-видимому, подобный объект имеется и в центральном сгущении нашей Галактики, где инфракрасными приемниками излучения обнаружено эллиптическое образование — размерами около 10 пк. Не исключено, что в центре Галактики имеется объект типа гигантской черной дыры.

Звездный диск содержит основное количество звезд нашей Галактики. Его толщина составляет несколько сотен парсеков, а диаметр в десятки раз больше. В диске Галактики находится наше Солнце и практически все звезды, наблюдаемые невооруженным глазом. Газопылевая среда и молодые звезды образуют плоскую подсистему, концентрирующуюся к экваториальной плоскости диска (см. § 11.3). Молодые объекты диска распределены неоднородно. В нашей Галактике они образуют сложную структуру — *спиральные ветви*, аналогичные спиральным ветвям других галактик (см. гл. 12). В спиральных ветвях располагаются наиболее массивные концентрации газа и молодых звезд. Если бы нам удалось посмотреть на нашу Галактику с ребра, то, вероятно, мы увидели бы спиральную звездную систему типа NGC 891, изображенную на рис. 11.19. Учитывая размеры центрального сгущения, нашу Галактику можно отнести к спирали промежуточного типа Sbc (см. гл. 12).



Рис. 11.19. Спиральная Галактика NGC 891, наблюдаемая с ребра

Область диска Галактики на расстоянии 4–8 кпк от центра выделяется рядом особенностей. В ней сосредоточено наибольшее число пульсаров и газовых остатков от взрывов сверхновых звезд, велико нетепловое радиоизлучение, увеличена доля объема, приходящаяся на зоны HII, чаще встречаются молодые и горячие O- и B-звезды. Кроме того, радионаблюдения обнаружили на расстоянии 4–8 кпк от центра усиление излучения молекулярных линий, в частности молекулы CO с длиной волны 2,6 мм, что является указанием на существование пояса молекулярных облаков. Такую же особенность обнаруживает и гамма-излучение с энергией фотонов более 100 МэВ. Оно свидетельствует об увеличении в несколько раз плотности диффузного вещества в этой области.

§ 11.11. Проблема шкалы расстояний

Следует обратить внимание на то, что численные значения расстояний, приведенные в этой главе, постоянно приводились с достаточно большим интервалом неопределенности, в ряде случаев достигающей десятков процентов. Связано это с тем, что в основе всей шкалы расстояний во Вселенной лежат измерения тригонометрических параллаксов звезд, надежно измеряемые только для ближайших объектов. Распространение этой шкалы на всю Галактику в основном базируется на светимости классических цефеид (для плоской составляющей Галактики) и на светимости звезд типа RR Lyr для сферической составляющей, определяемой распределением шаровых скоплений. Параллаксы самих прототипов цефеид (δ Cep и η Aqu) $0{,}005''$ в настоящее время могут быть измерены с точностью порядка 20 %, т. е. дают расстояния в пределах от 170 до 250 пк, что не может служить надежной основой для распространения шкалы тригонометрических параллаксов на всю Галактику. Поэтому определение нуль-пункта шкалы зависимости период—светимость является основной проблемой определения расстояний во Вселенной.

Более надежным оказывается шкала расстояний, основанная на ближайшем к нам движущемся скоплении Гиады, удаленном на расстояние 40 пк. Поскольку, однако, цефеид на таком расстоянии нет, то продолжение шкалы на большие расстояния возможно только по зависимости спектр—светимость, которая для Гиад, как это было показано в § 11.4 (рис. 11.7), хорошо определяется. Это позволяет прокалибровать положение начальной главной последовательности на стандартной диаграмме спектр—светимость. Другие рассеянные звездные скопления уже содержат 10 классических цефеид, что позволяет уточнить расстояния до них, а также и сам нуль-пункт шкалы цефеид, необходимый для распространения шкалы на весь диск Галактики и ближайшие внегалактические объекты. Для дальнейшего распространения шкалы расстояний на всю Метагалактику используются скорости космологического расширения Вселенной, описываемые законом Хаббла, который подробно будет рассмотрен в следующей главе.

Таким образом во всей этой калибровочной цепочке по-прежнему остается недостаточно надежная оценка светимости звезд типа RR Lyr, определяющая неуверенность в расстоянии до центра Галактики, общего ее диаметра, а следовательно и массы.



Вопросы и упражнения к Главе 11

1. Пользуясь рис. 11.1, найти наклонение плоскости диска туманности Андромеды.
2. Всегда ли можно пользоваться формулой 11.1?
3. С каким радиусом надо взять сферу, внутренность которой заполнена одинаковыми звездами с плотностью как в окрестности Солнца, чтобы их проекции полностью покрыли всю сферу? (Наложением проекций звезд пренебречь).
4. Какую можно было бы ожидать наибольшую яркость Млечного Пути, если бы не было межзвездного поглощения?
5. Где на главной последовательности зависимости «цвет—звездная величина» диаграммы Герцшпрунга—Рессела должны располагаться спектрально-двойные звезды?

6. Какова должна быть наблюдаемая ширина главной последовательности на диаграмме «цвет—звездная величина» у скопления Плеяды (диаметр 20, расстояние до центра 120 пк), если пренебречь различиями возраста звезд и их химического состава?
7. Как выглядел бы Млечный Путь, если бы Солнце было удалено от плоскости Галактики не на 20 пк, а на 7,5 кпк?
8. Почему на рис. 11.4 яркие звезды хорошо «лежат» на одной линии, а у более слабых велик «разброс»?

Глава 12

Основы внегалактической астрономии

§ 12.1. Структура и типы галактик

В предыдущей главе уже говорилось о существовании гигантских звездных систем типа нашей Галактики, которые называются *внегалактическими туманностями* или *галактиками*. Всего лишь три таких объекта видны на ночном небе невооруженным глазом как слабосветящиеся размытые пятна небольшого размера: Большое и Малое Магеллановы Облака (видны только в южном полушарии, рис. 12.1) и туманность в созвездии Андромеды (см. рис. 11.1). По всему небу разбросаны миллиарды слабых далеких галактик, обнаружить которые можно при помощи современных больших телескопов. Их мало лишь в полосе Млечного Пути, где межзвездное поглощение света мешает видеть далекие объекты. Существующие каталоги охватывают большую часть галактик ярче 15^m — их на небе несколько десятков тысяч. Для этих галактик получены оценки звездной величины и углового размера, описаны особенности их форм (для более слабых галактик это сделать очень трудно из-за малости их угловых размеров). Несколько тысяч галактик сравнительно хорошо и детально изучено. Для них известны яркость и цвет отдельных областей, измерена скорость вращения и содержание межзвездного газа на различных расстояниях от центра, оптическая светимость и мощность излучения в других областях спектра.

Обычно галактики обозначаются сокращенным названием каталога и номера, под которым они в нем зарегистрированы. Например, туманность Андромеды

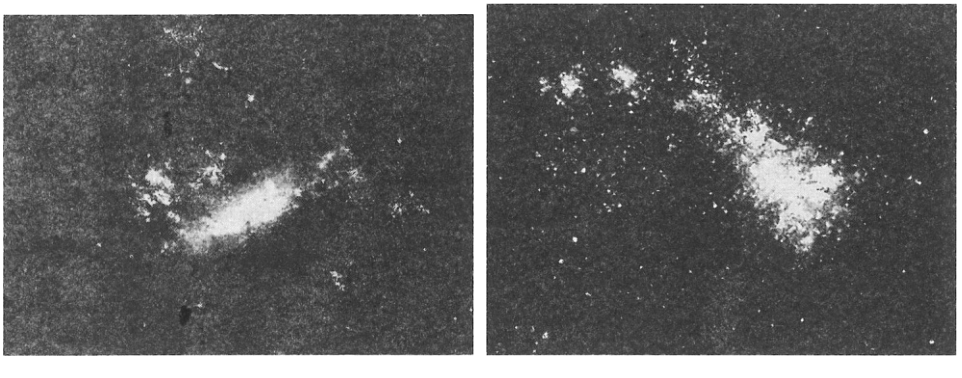


Рис. 12.1. Большое (слева) и Малое Магеллановы Облака

в каталоге Мессье стоит под номером 31, а в «Новом общем каталоге Дрейера» — под номером 224 (см. § 5.16). Поэтому она обозначается M 31 или NGC 224.

Большие различия между галактиками видны даже при беглом знакомстве с их фотографиями (см. рис. 11.12, 12.1–12.5).

По внешнему виду и характеру распределения яркости галактики делятся на эллиптические, спиральные, линзовидные и неправильные.

Эллиптические галактики (E) составляют около 1/4 от числа наблюдаемых объектов. Они имеют на фотографиях форму эллипсов (в пространстве — эллипсоидов) без резких границ. Яркость плавно увеличивается от периферии к центру. Внутренняя структура, как правило, отсутствует (рис. 12.2).

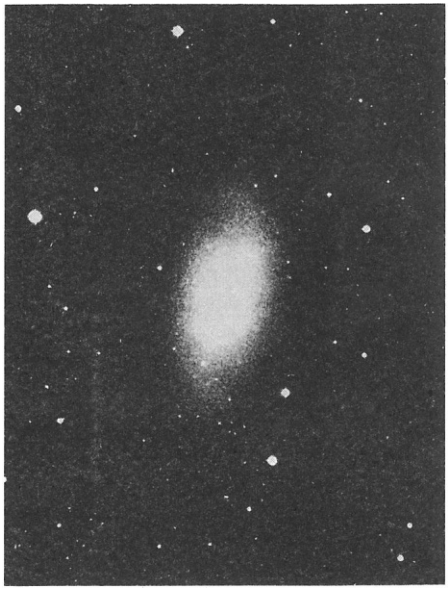


Рис. 12.2. Эллиптическая галактика NGC 205 — спутник туманности Андромеды

Спиральные галактики (S) — самый распространенный тип (их около половины). Типичными представителями являются наша Галактика и туманность Андромеды. В отличие от эллиптических галактик в них наблюдается структура в виде характерных *спиральных ветвей* (рис. 12.3). Ветви (рис. 12.4) выделяются на менее ярком фоне диска, состоящего из старых звезд, по той причине, что они содержат объекты высокой светимости: молодые звезды и звездные скопления, а также светящиеся газовые туманности (зоны HII).

Несмотря на многообразие форм, спиральные галактики имеют сходное строение. В них наблюдается три основных составляющих: *звездный диск*, толщина которого в пять–десять раз меньше диаметра галактики, *сфероидальная составляющая*, яркая внутренняя область которой называется *балдж*, и *плоская составляющая*, которая по толщине в несколько раз меньше диска. К плоской составляющей относится межзвездный газ, пыль, молодые звезды, а также спиральные ветви.

Подобную структуру имеет и наша Галактика (см. рис. 11.3). В других галактиках существование отдельных составляющих наиболее хорошо заметно, если они расположены так, что диск галактики повернут к нам ребром (см. рис. 11.19). Из-за поглощения света в межзвездной среде область, занимаемая плоской составляющей, на фотографиях галактик выглядит темной полосой, протянувшейся вдоль всего диска.

По виду спиральной структуры различают спиральные галактики подтипов Sa, Sb, Sc, Sd. В галактиках Sa ветви туго закручены и сравнительно гладкие; по своим характеристикам эти спиральные галактики ближе всего к эллиптическим; в галактиках Sc и Sd ветви широко «раскрыты» и имеют клочковатый вид, так что иногда их трудно проследить; галактики Sb обладают промежуточными свойствами. Обычно сфероидальная составляющая хорошо развита в галактиках Sa и очень слаба в Sc и Sd-галактиках.

Во многих галактиках звезды во внутренней области образуют вытянутую перемычку — *бар* (от англ. bar), от концов которой обычно отходят спиральные

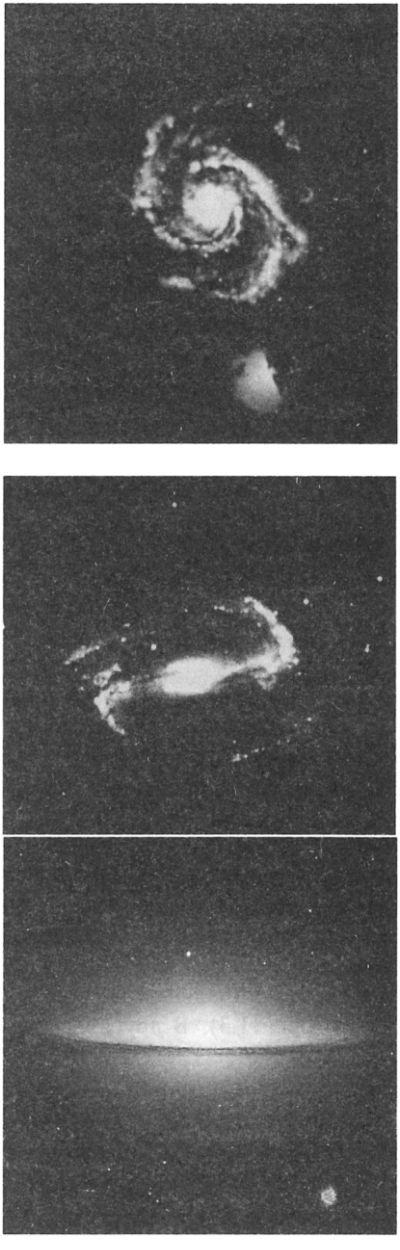


Рис. 12.3. Спиральная галактика M 51 Sc («Водоворот») (вверху) и пересеченная спиральная галактика NGC 1300 SB (в центре). Внизу — галактика Sa — «Сомбреро» (NGC 4594)

ветви. Такие галактики обозначаются SBa, SBb, SBc, SBd в зависимости от характера спирального узора. Часто бар слабо выражен и может наблюдаться только в инфракрасном свете.

Линзовидные галактики (S0) внешне похожи на эллиптические, но в отличие от них имеют звездный диск. Поэтому по структуре они схожи со спиральными галактиками и отличаются от последних отсутствием или очень слабо выраженным присутствием плоской составляющей, а следовательно, и спиральных ветвей. Любая спиральная галактика, если ее лишить газа и молодых звезд, будет классифицирована как линзовидная.

Неправильные галактики (Ir) на фотографиях имеют несимметричную форму, горячие звезды и области HII в них не образуют спиральных ветвей, а концентрируются в отдельные группы или разбросаны по всему диску галактики. Яркость сфероидальной составляющей неправильных галактик очень мала. Основная масса звезд в них образует диск и плоскую составляющую. Эти галактики, как правило, отличаются высоким содержанием межзвездного газа и молодых звезд.

Цвет, содержание газа и многие другие физические свойства галактик систематически изменяются вдоль морфологической последовательности типов

$$E—SO—Sa—Sb—Sc—Sd—Ir.$$

От галактик E к Ir систематически уменьшается светимость сфероидальной составляющей, увеличивается содержание газа, а цвет становится более голубым из-за большого количества молодых горячих звезд. Но все эти изменения имеют лишь статистический характер: между морфологическим типом и населением галактик нет однозначного соответствия.

Взаимодействующие галактики. Несколько процентов наблюдаемых галактик имеют необычную и сильно искаженную форму и не укладываются в описанную классификацию галактик по типам. Нередко форма галактики бывает сильно искажена из-за присутствия одной или нескольких галактик на небольшом расстоянии от нее. В подобных случаях галактики называют *взаимодействующими* (рис. 12.5). Они часто бывают соединены газовыми или

звездными перемычками или погружены в общий «звездный туман». В большинстве случаев особенности форм взаимодействующих галактик объясняются возмущающими (приливными) силами, действующими на галактику со стороны другой, близкой к ней звездной системы.

Карликовые галактики. Помимо галактик, образующих описанную выше морфологическую последовательность, существуют различные типы карликовых галактик, светимость которых в сто и более раз уступает светимости нашей Галактики. Их размер составляет несколько килопарсеков. Это самый многочисленный класс галактик в природе. Среди них преобладают эллиптические галактики очень низкой поверхностной яркости. Часто они являются спутниками больших галактик. Некоторые из них находятся в окрестности нашей Галактики (системы в созвездиях Скульптор, Печь, Дракон и др.).

Распространенной разновидностью карликовых систем являются карликовые голубые компактные галактики. Это — небольшие звездные системы, охваченные интенсивным звездообразованием (что и придает им голубой цвет) и отличающиеся, как правило, аномально низким содержанием элементов тяжелее гелия, которые просто не успели в них образоваться.



Рис. 12.4. Деталь спиральной ветви, разрешенная на звезды (туманность Андромеды)

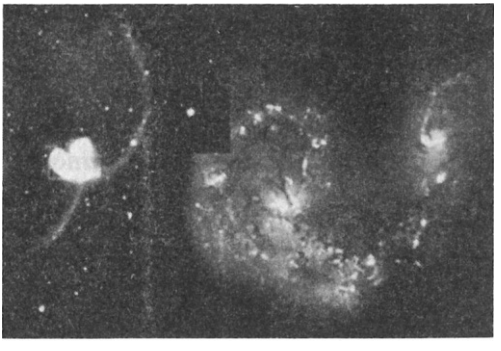


Рис. 12.5. Взаимодействующие галактики NGC 4038 и NGC 4039 «Антенна» (по каталогу Б. А. Воронцова—Вильяминова — VV 21). Справа — выделяется часть по изображению с телескопа им. Хаббла

Ядра галактик. В центре большинства галактик можно выделить яркую область, называемую, как и в нашей Галактике, *ядром*. Эта область обычно видна как маленькое яркое центральное образование. Ядро отличается наибольшей звездной плотностью, в самом центре превышающей 10^6 звезд в пк^3. Существенно, что даже при таких высоких плотностях столкновений звезд почти не бывает. У небольших галактик, как, например, у Магеллановых Облаков, ядра не наблюдаются или выражены очень слабо. В ядрах многих спиральных, линзовидных и эллиптических галактик обнаружены компактные вращающиеся диски, состоящие из газа и звезд, с размерами в несколько сотен парсеков. Угловая скорость их вращения значительно выше, чем у «основных» дисков галактик.

§ 12.2. Определение расстояний до галактик

Галактики — очень удаленные от нас объекты. Только в сравнительно близких из них при помощи больших телескопов можно выделить наиболее яркие звезды,

а в остальных галактиках все звезды сливаются в общую светящуюся массу. Лишь изредка наблюдаются вспышки сверхновых звезд, светимость которых иногда превосходит общую светимость всей галактики. В 1920-х гг. с помощью фотографии удалось «увидеть» в ближайших галактиках звезды знакомых типов и оценить расстояния до них. С этого времени и стало возможным говорить о возникновении нового раздела — внегалактической астрономии.

Разработан целый ряд способов определения расстояний до галактик. Наиболее уверенно это можно сделать, если галактики находятся сравнительно близко и в них наблюдаются объекты хорошо изученных типов, светимость которых мы знаем. Так, например, светимость цефеид может быть определена по соотношению период—светимость. У новых звезд абсолютная звездная величина в максимуме около $-8{,}5^m$ (точное ее значение зависит от скорости спадания светимости), у ярчайших шаровых скоплений она достигает -9^m, а сверхновых до -20^m. В этих случаях для определения расстояний достаточно измерить видимую звездную величину объекта с известной светимостью (если он наблюдается в галактике) и вычислить модуль расстояния, не забывая при этом учесть влияние межзвездного поглощения света. Космический телескоп им. Хаббла позволяет обнаруживать наиболее удаленные цефеиды. Так, с его помощью были измерены расстояния до галактик скопления Virgo, оказавшиеся порядка 15 мпк.

Самый важный эмпирический метод нахождения расстояний до галактик, который применим и для очень далеких объектов, основан на определении величины красного смещения линий в их спектрах. Было установлено, что все линии в спектрах далеких галактик заметно смещены в сторону красного конца спектра. Как мы увидим в последней главе, это явление связано с увеличением средних расстояний между галактиками, которое принято считать следствием *расширения Вселенной*. Красное смещение интерпретируется как доплеровское смещение (см. § 6.7), связанное с удалением галактик от нас.

Из наблюдений было установлено, что скорость удаления, соответствующая красному смещению $z = \Delta\lambda/\lambda$, увеличивается в среднем линейно с расстоянием r от галактики:

$$V_r = c\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = Hr.$$

Эта зависимость носит название *закона Хаббла*, а коэффициент пропорциональности H — постоянной Хаббла. Если мы наблюдаем объекты с одинаковой абсолютной звездной величиной, то с увеличением расстояния r их видимая звездная величина m будет меняться пропорционально $5 \lg r$ (см. формулу (10.6)). Поэтому, если выполняется закон Хаббла, зависимость между $\lg(\Delta\lambda/\lambda)$ и m должна выражаться прямой линией с коэффициентом пропорциональности между этими величинами, равным 5. Такая зависимость, например, наблюдается для наиболее ярких галактик скоплений. Оказалось, что светимость этих галактик примерно одинакова (рис. 12.6).

Самые большие значения красных смещений, измеренные у наиболее далеких из наблюдаемых галактик, превышают $z = \Delta\lambda/\lambda = 5$. При таких красных смещениях величина V_r уже не равна $c\Delta\lambda/\lambda$ (это равенство справедливо лишь для $z = \Delta\lambda/\lambda \ll 1$). Для оценки $V(r)$ и r таких далеких объектов приходится использовать более сложные формулы. Поэтому в качестве простой и универсальной меры расстояния и скорости удаления очень далеких объектов обычно используют непосредственно величину красного смещения.

Зная красное смещение галактик, легко определить, во сколько раз одна из них дальше другой. Но для оценки расстояния до каждой из них необходимо знать постоянную Хаббла. Казалось бы, найти ее не представляет большой сложности. Достаточно оценить расстояние r до какой-либо галактики без помощи красного смещения, а потом разделить на эту величину скорость ее удаления от нас, найденную по красному смещению. Но оказалось, что для сравнительно близких галактик, до которых расстояние более или менее надежно измеряется по отдельным объектам, закон Хаббла плохо выполняется или совсем не пригоден из-за собственных (пекулярных) скоростей движения (ряд галактик даже приближается к нам). Для далеких галактик, подчиняющихся закону Хаббла, нет достаточно надежных критериев определения расстояний без помощи красных смещений. Поэтому до сих пор оценки H, проведенные разными авторами, существенно различаются, хотя практически все современные оценки заключены в пределах

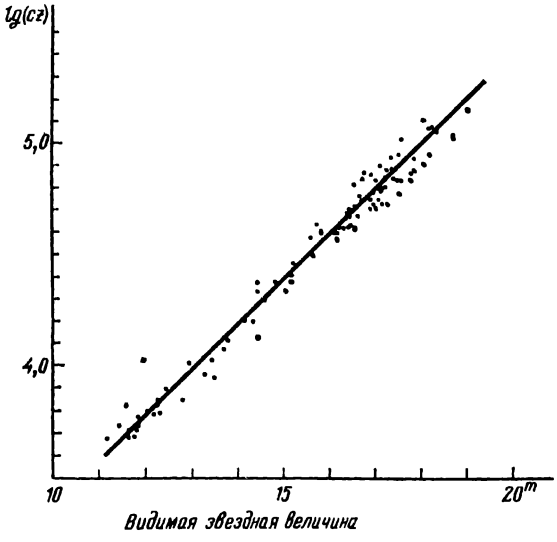


Рис. 12.6. Зависимость логарифма красного смещения от видимой звездной величины ярчайших галактик скоплений

$$60 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпк}} < H < 80 \frac{\text{км}}{\text{с} \cdot \text{Мпк}}.$$

В дальнейшем, приводя оценки, зависящие от выбора H, мы будем использовать значение $H = 75$ км/(с · Мпк).

§ 12.3. Состав галактик

Галактики — это прежде всего системы звезд и связанной с ними межзвездной среды, хотя основная часть массы галактики может находиться в форме «темной материи», которая не излучает электромагнитных волн и может быть обнаружена только по ее гравитационному воздействию (об этом подробно будет сказано в § 12.4). На долю звезд в подавляющем числе случаев приходится от 80 до 100 % всей массы вещества, излучающего электромагнитные волны. На втором месте — разреженный газ с небольшой примесью твердых пылинок. Наконец, в галактиках мы наблюдаем присутствие магнитных полей и космических лучей. Рассмотрим перечисленные компоненты галактик подробнее.

Звезды. Основным источником информации о звездном составе галактик являются измерения показателей цвета или анализ их спектров. Непосредственное исследование отдельных наиболее ярких звезд, принадлежащих данному объекту, возможно только для ближайших галактик.

Спектр галактик имеет сложный характер. В различных его областях преобладает излучение звезд разных спектральных классов. В красной и инфракрасной областях основной вклад в излучение обычно дают гиганты классов K и M. Это сравнительно холодные звезды и поэтому в соответствии с законом Планка (см. § 6.6) они имеют красный цвет. В фиолетовой и ультрафиолетовой областях спектра они излучают очень мало света; здесь большой вклад в излучение дают горячие звезды классов O и B, если они имеются. Эти голубые звезды присутствуют в спиральных и неправильных галактиках, а в эллиптических и линзовых галактиках их почти нет. Поэтому цвет эллиптических и линзовых галактик, как правило, значительно более красный.

Из теории звездной эволюции следует, что звезды классов O и B живут менее 10^8 лет — недолго по сравнению со звездами других типов. Поэтому мы наблюдаем их лишь в тех галактиках, где в настоящую эпоху происходит образование звезд. Отсутствие таких звезд в эллиптических и линзовидных галактиках объясняется тем, что образование звезд в них, за редким исключением, практически прекратилось. Они состоят из старых звезд, в то время как спиральные и неправильные галактики содержат как старые, так и недавно возникшие звезды. В спиральных галактиках молодые звезды наблюдаются преимущественно в спиральных ветвях, где располагаются основные области звездообразования. Интенсивность образования звезд в расчете на единицу массы галактики в среднем (только в среднем!) возрастает при переходе к каждому последующему типу от E- к Ir-галактикам.

Если излучение галактик определяется прежде всего звездами с высокой светимостью, то основная масса звездного населения галактик, наоборот, приходится на звезды-карлики с массой и светимостью, меньшими, чем у Солнца. Этот вывод относится к галактикам любого типа.

Теория звездной эволюции, примененная для интерпретации наблюдаемых спектров галактик, показывает, что за редчайшими исключениями галактики всех типов содержат старые звезды, а следовательно, возникли в далеком прошлом (10–15 млрд лет тому назад).

Межзвездные газ и пыль. Относительное количество межзвездного газа в галактиках в среднем возрастает от типа E к Ir. В большинстве эллиптических галактик очень мало газа, выдающего свое присутствие по оптическому или радиоизлучениям. Однако рентгеновские наблюдения гигантских E-галактик позволили выявить окружающие эти системы большие массы горячего и разреженного газа (названного *корональным*), с температурой $T \approx 10^6$ K.

В спиральных галактиках на долю газа обычно приходится несколько процентов массы звезд, а в неправильных галактиках масса газа составляет от нескольких до 50 % полной массы галактики. Неудивительно, что больше всего газа содержится в тех галактиках, где наблюдается много звезд классов O–B: по существующим представлениям звезды рождаются из холодных облаков газа, поэтому там, где много таких облаков, присутствует большое число недавно возникших звезд.

По своим физическим свойствам межзвездный газ в галактиках подобен межзвездному газу в нашей Галактике (см. § 11.8). Как и в нашей Галактике, по химическому составу он представляет собой смесь водорода и гелия с добавкой более тяжелых элементов и также наблюдается в нескольких состояниях: нейтральный газ (преимущественно HI), ионизованный газ (HII), горячий (корональный) газ и холодные молекулярные облака, состоящие в основном из молекул H_2. Основная масса газа в S- и Ir-галактиках содержится в атомарной (HI) и молекулярной (H_2) форме. Нейтральный атомарный газ в галактиках наблюдается по его

радиоизлучению на волне 21 см, а газ молекулярных облаков — по радиоизлучению в линиях различных молекул (прежде всего CO) в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Массы водорода в этих двух состояниях, как правило, сопоставимы. Области HII излучают эмиссионные линии, хорошо заметные в спектрах галактик, богатых газом. Самые крупные облака горячего газа хорошо видны на фотографиях ближайших галактик как светлые пятнышки. В некоторых галактиках размер крупнейших эмиссионных областей достигает 1–2 кпк. Для сравнения напомним, что известная яркая туманность в созвездии Ориона (см. рис. 11.15) имеет размер всего около 6 пк. Как и в нашей Галактике, облака ионизованного газа возникают от нагрева газа ультрафиолетовыми квантами, испускаемыми горячими звездами, преимущественно класса O. Поскольку эти звезды живут недолго и потому наблюдаются недалеко от места своего рождения, области HII в галактиках служат своего рода индикаторами тех мест, где происходит звездообразование. Как мы уже знаем, в спиральных галактиках эти области в основном сосредоточены в спиральных ветвях, где располагаются основные области звездообразования и хорошо заметны в виде отдельных пятнышек на фотографиях, приведенных на рис. 12.3 и 12.4. Интенсивное звездообразование часто наблюдается также и в околоядерных газозвездных дисках с радиусом в несколько сотен парсеков.

Межзвездная пыль в галактиках существует как небольшая примесь к межзвездному газу. Масса пыли примерно в 100–200 раз меньше, чем газа. Как и в нашей галактике, в других звездных системах пыль вызывает ослабление и покраснение света звезд. Отдельные области, почти непрозрачные из-за присутствия большого количества пыли, выглядят на светлом фоне галактики как темные пятна или прожилки. Особенно сильное поглощение света наблюдается в спиральных ветвях галактик, где повышена концентрация частиц межзвездной среды.

Внеатмосферные наблюдения в далекой инфракрасной области спектра (от нескольких десятков микрон до 1 мм) позволили обнаружить еще одно проявление межзвездной пыли в галактиках. Пыль, поглощающая оптическое излучение галактики (главным образом, ультрафиолетовое излучение молодых горячих звезд, окруженных газопылевой средой), нагревается до нескольких десятков кельвинов и, в соответствии с законом Планка, переизлучает поглощаемую энергию в далекой инфракрасной области. Это излучение беспрепятственно покидает галактику. У спиральных галактик с особенно интенсивным звездообразованием мощность инфракрасного излучения оказалась выше, чем суммарная во всех остальных областях спектра! По мощности излучения в далеком инфракрасном диапазоне можно оценивать число молодых горячих звезд, а следовательно, и темп звездообразования.

Выше уже говорилось, что межзвездный газ (за исключением коронального!) и межзвездная пыль относятся к плоской составляющей галактик. Они сосредоточены в основном вблизи плоскости симметрии звездного диска в слое толщиной 100–300 пк. Чтобы понять причину этого, вспомним, что газ находится в поле притяжения звезд галактики и прежде всего звезд диска. Так же, как воздух, концентрирующийся в тонком слое вблизи поверхности Земли, газ галактики стремится сконцентрироваться там, где его потенциальная энергия минимальна. Для любого расстояния от центра галактики потенциальная энергия минимальна в плоскости звездного диска, поэтому там плотность газа максимальна. Чем выше температура газа (или дисперсия скоростей газовых облаков), тем толще должен быть слой, в котором он сконцентрирован (здесь полная аналогия с воздушной средой: как видно из формулы (8.5), чем больше температура газа, тем больше шкала высоты атмосферы). Чтобы газ мог заполнить весь звездный диск или тем более всю

галактику, он должен иметь температуру в миллион кельвинов. Именно с такой температурой корональный газ, заполняющий большой объем галактики, и был обнаружен по рентгеновскому излучению.

Магнитные поля и космические лучи существуют в межзвездной среде не только в нашей, но и в других галактиках. Их взаимодействие друг с другом и с межзвездным газом уже описывалось в предыдущей главе.

Характерная величина магнитной индукции в межзвездном пространстве спиральных галактик составляет несколько микрогаусс.

Наиболее ярким проявлением существования магнитных полей и космических лучей в галактиках является синхротронное радиоизлучение. Оно в основном возникает в дисках галактик, где индукция магнитного поля наиболее высокая и где концентрируются основные источники космических лучей — сверхновые звезды и их остатки.

§ 12.4. Физические свойства галактик

Галактики даже одного и того же типа могут сильно различаться по своим размерам, светимостям, массам и другим характеристикам.

Линейные размеры галактик, расстояния до которых известны, определяются по их угловому размеру. Поскольку у большинства галактик нет резких границ и звездная плотность постепенно убывает с расстоянием от центра, результат определения их видимых размеров зависит от того, до какой предельной поверхностной яркости они наблюдаются. Часто используется так называемый *диаметр галактик по Вокулеру*, измеряемый в спектральной полосе B до расстояния с предельной яркостью 25 звездных величин с квадратной секунды дуги. Эта яркость почти в 20 раз меньше яркости ночного неба в безлунную ночь! Диаметры наиболее крупных галактик составляют 50–70 кпк, а в отдельных случаях они еще больше. Большинство наблюдаемых галактик имеют диаметр 20–40 кпк. Встречаются, однако, карликовые системы, размеры которых на один–два порядка меньше.

Светимость галактик. Знание расстояния r позволяет по формуле (10.6) найти светимость галактики, если измерена ее видимая звездная величина m. Наиболее крупные спиральные и эллиптические галактики имеют абсолютную величину M от -21 до -23^m. Светимость неправильных галактик обычно на порядок меньше от -18 до -19^m. Наконец, известно много карликовых галактик, для которых $M > -16^m$. Светимость самых слабых галактик едва превышает светимости известных шаровых скоплений, но по размерам они во много раз меньше последних.

Движение звезд в галактиках. Вращение и масса галактик. Звезды в галактике не могут покоиться: если бы они все в какой-то момент остановились, то под действием взаимного притяжения они начали бы падать к центру масс. Средняя скорость звезд такова, что галактика не сжимается и не расширяется, хотя каждая звезда может, двигаясь по вытянутой орбите, приближаться к центру масс и удаляться от него. Как звезды сфероидальных составляющих, так и звезды диска имеют в среднем примерно одинаковые скорости относительно центра галактики, обычно от 100 до 300 км/с. Но если в эллиптических галактиках и сфероидальных составляющих галактик других типов звезды движутся вокруг центра масс по вытянутым орбитам, находящимся в совершенно различных плоскостях, то звезды и газ в дисках галактик вращаются вокруг центра в одну сторону по орбитам, не сильно отличающимся от круговых.

Скорость вращения удобнее всего измерять по доплеровскому смещению эмиссионных линий облаков межзвездного газа, вращающегося в плоскости диска по орбитам, близким к круговым. Измеряя доплеровское смещение линий в спектре различных участков диска, находят скорость и период вращения на данном расстоянии от центра галактики. Этот период равен десяткам и сотням миллионов лет.

Массы. Если известна скорость кругового вращения галактики $V(r)$ на расстоянии r от центра, то можно оценить массу вещества $\mathfrak{M}(r)$, заключенного в пределах радиуса r. В первом приближении допустимо считать, что центростремительное ускорение любого тела, описывающего вокруг центра галактики окружность радиусом r, обусловлено притяжением вещества, находящегося внутри его орбиты, и равно $G\mathfrak{M}(r)/r^2$. Приравнивая эту величину ускорению V^2/r, получаем

$$\mathfrak{M}(r) = \frac{[V(r)]^2 r}{G}.$$

Эта формула дает по порядку величины правильную оценку массы, но не является точной, потому что использование выражения для ускорения строго справедливо лишь для случая сферически-симметричного распределения вещества в галактике. Зависимость $V(r)$, получаемая из наблюдений, в принципе, позволяет узнать, как распределена масса в галактике.

Как правило, $V(r)$ быстро растет до 200–250 км/с на расстоянии нескольких сотен парсеков от центра (что отражает существование плотного ядра или балджа галактики), после чего мало изменяется с расстоянием r.

Оказалось, что у многих галактик скорость вращения на больших расстояниях от центра не уменьшается, как можно было бы ожидать, а остается приблизительно постоянной. Объяснение такого поведения скорости вращения представляет серьезную проблему. Предполагается, что значительная часть массы на периферии галактик приходится не на звезды и газ, а на несветящееся гало, состав которого пока не известен.

Темная (или скрытая) масса вещества в галактиках, как правило, сопоставима с массой видимого (светящегося) вещества, а во внешних областях галактики даже превышает ее. Существует несколько предположений о ее природе. Темная масса может быть связана либо с телами, состоящими из атомов (объекты типа планет или маломассивные холодные звезды), либо с элементарными частицами, слабо взаимодействующими с веществом, на долю которых может приходиться основная масса вещества во Вселенной.

Массы эллиптических галактик нельзя оценить по вращению, потому что скорости их звезд имеют большую составляющую вдоль радиуса и средняя скорость вращения во много раз меньше круговой. Определение их масс основано на измерении дисперсии скоростей звезд по ширине спектральных линий. Большая относительная скорость звезд вследствие эффекта Доплера вызывает расширение линий в спектрах галактики, потому что спектральная линия, соответствующая каждой отдельно взятой звезде, смещается в зависимости от ее лучевой скорости. Поэтому в целом линия расширяется и по ней можно измерить среднюю скорость звезд относительно центра галактики. Чем больше эта скорость при данном размере галактики, тем больше ее масса. Численную оценку массы получают путем модельных расчетов или по теореме вириала (§ 2.14).

Массу эллиптической галактики можно определить и другим способом, если установлена температура заполняющего ее горячего газа. Суть в том, что, как и в случае спиральной галактики, во внешних областях эллиптической галактики

преобладает вещество, масса которого существенно превышает суммарную массу звезд и газа. В противном случае притяжение галактики не смогло бы удержать горячий корональный газ.

Измерения показали, что массы большинства наблюдаемых галактик заключены в пределах $10^9 - 10^{12}$ масс Солнца, причем чем больше масса галактик, тем реже они встречаются. Если исключить карликовые галактики, то типичное значение массы можно считать примерно равным 10^{11} масс Солнца, или $2 \cdot 10^{41}$ кг.

В табл. 12.1 приведены основные физические характеристики для некоторых сравнительно близких к нам галактик.

Спиральные ветви. Спиральные ветви галактик — это области повышенной плотности звезд и в первую очередь — молодых, недавно возникших. Вопрос о том, почему в дисках галактик существуют спиральные ветви, не решен окончательно. Если бы спиральные ветви галактики включали в себя все время одно и то же вещество, то они быстро меняли бы свою форму, «растягивались» и исчезали из-за того, что диск не вращается как твердое тело: звезды на различных расстояниях от центра имеют различные угловые скорости. Следовательно, либо спиральные ветви — короткоживущие образования, которые непрерывно распадаются и образуются вновь, либо они движутся по звездному диску со своей, им присущей постоянной угловой скоростью, последовательно возбуждая звездообразование во всех областях диска, где есть газ. В первом случае спиральные ветви должны рассматриваться как совокупность большого числа отдельных спиралевидных отрезков, которые образуются при «растягивании» (из-за вращения диска) областей, охваченных звездообразованием. Подобные области перестают выделяться по своей яркости, когда в них «гаснут» горячие яркие звезды, но появляются вновь

Таблица 12.1. Данные о галактиках ярче 8^m и о нашей Галактике

Галактика	Тип	Диаметр, кпк	Расстояние, Мпк	m_V	M_B	$\lg \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}$
Млечный Путь (Галактика)	Sbc	30	—	—	−20,9	11,3
Большое Магелланово Облако	Ir	10	0,05	0,1	−18,4	10,0
Малое Магелланово Облако	Ir	4,3	0,06	2,4	−16,3	9,2
Система в Скульпторе	dE*	0,6	0,08	7	−11,2	8,5
Система в Печи	dE	1,8	0,2	7	−12,9	9
NGC 55		38	2,4	7,9	−20,4	10,5
NGC 224 (туманность Андромеды)	Sb	40	0,7	3,5	−21,8	11,3
NGC 253	Sc	20	2,4	7	−20,3	11,1
NGC 598	Sc	17	7,7	5,8	−18,7	10,7
NGC 3031	Sb	33	3,3	6,9	−20,3	11,3
NGC 5128	E/S0	15	5,0	7,2	−22	> 11,3

* dE — карликовая эллиптическая галактика.

в других местах галактики, где есть условия для того, чтобы начавшийся процесс звездообразования распространился на достаточно большую площадь. С этой точки зрения спиральные ветви галактик должны непрерывно возобновляться. Так можно объяснить мелкие детали спиральной структуры и ветви, состоящие из неупорядоченных вытянутых волокон. Однако природа длинных упорядоченных ветвей должна быть иной.

Исследования показали, что в галактиках с четко выраженной спиральной структурой спиральные ветви возникают в результате распространения по газозвездному диску возмущений плотности (*волн плотности*), в которых области максимального сжатия образуют упорядоченный спиральный узор. Теория показывает, что распространение таких волн возможно в результате коллективных процессов гравитационного взаимодействия звезд во вращающемся диске (либо вследствие развития крупномасштабных гидродинамических неустойчивостей в газовом слое галактики). «Гребни» таких волн имеют вид спиралей, вращающихся вокруг центра галактики с постоянной угловой скоростью, даже если угловая скорость вращения звезд диска меняется с расстоянием от центра. Поэтому во внутренних областях галактических дисков звезды и газ вращаются быстрее, а во внешних — медленнее, чем спиральный узор. Роль силы упругости в «звездном» газе, без которой невозможно распространение никаких механических колебаний, играет кориолисова сила, связанная с вращением диска. При прохождении волны плотность старого звездного населения диска может возрасти всего на несколько процентов, однако в межзвездном газе волна приводит к многократному увеличению плотности. Это связано с тем, что газ представляет собой сплошную среду, в которой атомы сталкиваются друг с другом и теряют энергию (длина свободного пробега атома газа в межзвездной среде обычно не превышает нескольких сотых долей парсека). Сжатие газа в волне плотности способствует его остыванию и концентрации в плотные облака, в которых зарождаются звезды. Поэтому спиральные ветви выделяются как области звездообразования, содержащие молодые звезды и облака ионизованного газа.

Оба представления о спиральных ветвях не исключают одно другое: общая форма спиральных ветвей может быть обусловлена волнами плотности, а их очень сложная мелкомасштабная структура — с особенностями распространения звездообразования во вращающемся диске. Однако даже там, где на фотографиях не видно регулярного спирального узора, он все же может существовать. Это обнаружилось на основании фотометрии дисков в ближнем инфракрасном диапазоне спектра, где преобладает излучение старых звезд. На инфракрасных изображениях проявляются слабоконтрастные длинные спиральные ветви, даже в тех галактиках, где они не заметны в лучах видимого света.

§ 12.5. Активность ядер галактик и квазары

Активность ядер галактик. Как мы видели в § 11.10, в центре даже такой типичной галактики, какой является наша звездная система, наблюдается множество интересных и недостаточно еще изученных явлений. Области ядер других галактик также часто обладают рядом особых свойств. У многих галактик ядра оказываются источниками огромной энергии, которая не может быть объяснена излучением обычных звезд. В некоторых случаях мощность этих источников больше суммарной мощности излучения звезд всей галактики, причем источник энергии имеет исчезающе малый размер по сравнению с размером галактики. Ядра галактик, в которых происходит интенсивное выделение энергии, называются *активными*.

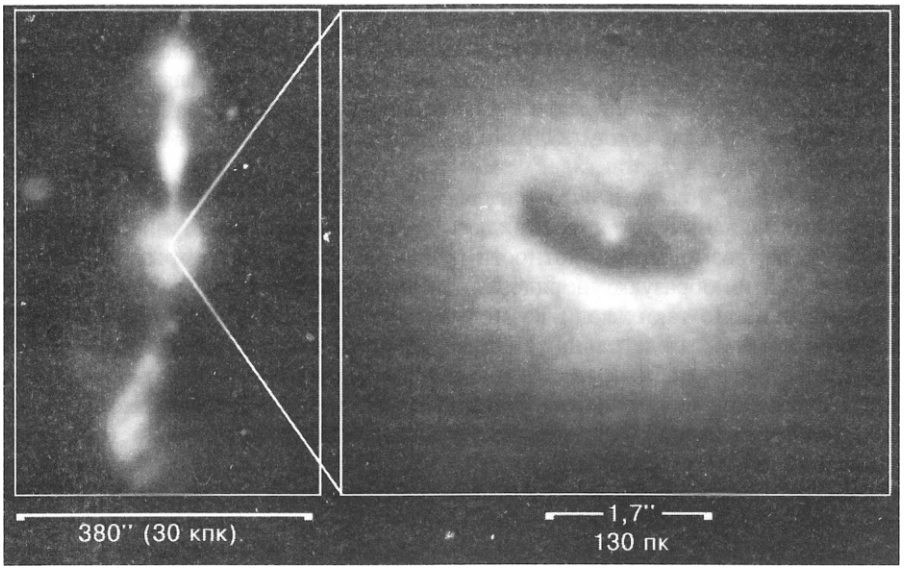


Рис. 12.7. Оптическое и радиоизображение галактики NGC 4261 (наложение наземных наблюдений) — слева; справа — центральная выделенная часть ядра, полученная с телескопа им. Хаббла

Активность ядер может проявляться в различных формах. В одних случаях это мощное электромагнитное излучение с переменностью в различных масштабах времени, источником которого является небольшой компактный объект в центре галактики с угловыми размерами, не превышающими поперечник Солнечной системы. В других случаях наблюдается выброс вещества из ядер в межгалактическое пространство в виде пучков релятивистских частиц, излучающих радиоволны синхротронным механизмом, или облаков обычного газа, иногда имеющих скорость относительно ядра более десяти тысяч километров в секунду (см. рис. 12.7). Число галактик с активными ядрами составляет несколько процентов от числа нормальных галактик. Рассмотрим некоторые типы галактик с активными ядрами.

Сейфертовские галактики. Особенно часто встречаются так называемые *сейфертовские галактики*. Это массивные спиральные галактики, в центре которых наблюдается яркий звездообразный источник очень малого углового размера. Спектр его излучения совсем не такой, как у звезд. Он, как правило, имеет нетепловой характер, т. е. не обусловлен излучением горячих тел. В спектре присутствуют необычайно широкие эмиссионные линии различных химических элементов. Большая ширина линий связана с эффектом Доплера и говорит об очень высокой скорости движения газа в ядре (тысячи км/с). Важной особенностью излучения ядер является их переменность: иногда светимость ядра заметно меняется за несколько месяцев, недель и даже дней. Это указывает на то, что размеры основного источника излучения очень малы по сравнению с размерами галактики. Расстояние между отдельными частями источника, синхронно меняющими яркость, не может быть больше того расстояния, которое свет проходит за несколько дней. В противном случае из-за различия времени распространения света быстрые колебания светимости окажутся сглаженными и не смогут наблюдаться. В столь небольшой области возникает излучение с мощностью до 10^{37} Вт!

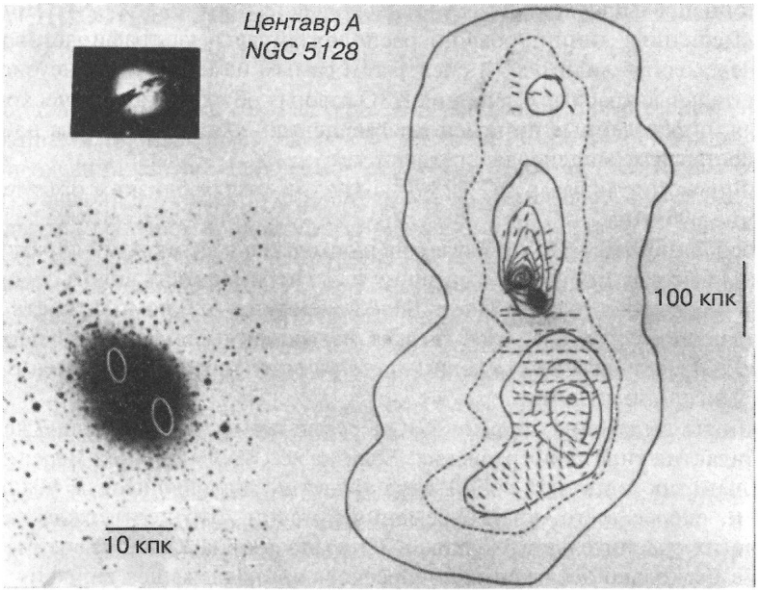


Рис. 12.8. Радиогалактика Центавр А. Вверху слева — оптическое изображение с газопылевым диском. Справа — изофоты радиоисточника; внизу слева — положение источников радиоизлучения

Радиогалактики. Другой разновидностью галактик с активными ядрами являются *радиогалактики*. В отличие от сейфертовских, они обычно относятся к массивным эллиптическим галактикам и отличаются мощным радиоизлучением, в десятки тысяч раз более интенсивным, чем радиоизлучение «нормальных» галактик. Механизм радиоизлучения — синхротронный и связан с выбросом из галактики облаков релятивистских частиц, движущихся в магнитном поле. На рис. 12.8 показана ближайшая к нам радиогалактика в созвездии Центавра — радиоисточник Центавр А. Эта необычная эллиптическая галактика содержит (редкий случай) газопылевой диск, закрывающий от нас ядро. Радионаблюдения, проведенные при помощи радиоинтерферометров с высоким угловым разрешением, показали, что протяженные области радиоизлучения обычно связаны с активным ядром длинными струями (иногда говорят *«джетами»* от английского «jet»), вдоль которых движутся релятивистские частицы.

Квазизвездные объекты (КЗО). В 1963 г. некоторые источники радиоизлучения малых угловых размеров были отождествлены со звездообразными объектами на обычных фотографиях неба. Их стали называть *квазизвездными радиоисточниками* (сокращенно *квазарами*) или *квазизвездными объектами* (КЗО), так как впоследствии выяснилось, что далеко не все из них являются мощными источниками радиоизлучения. В настоящее время известно много тысяч таких объектов. В первое время никак не удавалось отождествить спектральные линии КЗО. Однако вскоре выяснилось, что и в их спектрах мы имеем дело с хорошо известными линиями, наблюдаемыми в спектрах обычных газовых туманностей, но эти линии обладают очень сильным красным смещением. Так, для самого яркого квазара 3С 273 (номер по Третьему Кембриджскому каталогу), наблюдаемого в оптическом диапазоне как объект 13^m, красное смещение $\Delta\lambda/\lambda = 0{,}16$, а у многих более слабых

объектов оно превышает 2. Известно несколько КЗО с $\Delta\lambda/\lambda > 4$. При больших красных смещениях линии, обычно расположенные в ультрафиолетовой области спектра, переходят в видимую, и спектр тем самым изменяется до неузнаваемости.

Значительные красные смещения КЗО говорят об их внегалактической природе. Расстояния, определенные по красному смещению, для большинства наблюдаемых квазаров составляют миллиарды световых лет.

Упоминавшийся квазар 3С 273 — один из самых близких объектов, удален примерно на 600 Мпк.

Ряд особенностей КЗО указывает на их сходство с активными ядрами галактик, а именно: 1) высокая мощность излучения и его переменность вплоть до промежутка времени в несколько дней и даже более коротких; 2) компактность (размеры, не превышающие сотен а. е., что следует из временных масштабов переменности излучения); 3) цвет, соответствующий нетепловому характеру излучения; 4) очень широкие эмиссионные линии.

Мощность выделения энергии КЗО в сотни и тысячи раз больше, чем у активных ядер галактик типа сейфертовских. Если не все, то по крайней мере многие КЗО действительно представляют собой ядра галактик, находящиеся в исключительно активной и, скорее всего, кратковременной стадии. Это подтверждается тем, что вокруг многих сравнительно близких КЗО удалось обнаружить свечение в области размером в несколько десятков килопарсеков, принадлежащее галактикам, в ядрах которых находятся КЗО. На изображениях многих квазаров, полученных на космическом телескопе им. Хаббла, наглядно видны галактики, окружающие эти яркие объекты (как эллиптические, так и спиральные).

Среди этих галактик много взаимодействующих. Предполагается, что сильное взаимодействие галактик или даже их слияние в одну систему приводят к такому перераспределению межзвездного газа, при котором часть его оказывается в самом центре галактики, энергетически «подпитывая» активность ядра.

Механизм выделения большого количества энергии ядрами галактик и КЗО остается неизвестным. Предполагается, что он связан с высвобождением энергии гравитационного взаимодействия газа с массивным центральным объектом галактики, которое, как показывают расчеты, может быть значительно более эффективным, чем высвобождение энергии при ядерных реакциях. Необходимая гравитационная энергия может выделяться при падении газа в очень «глубокую» потенциальную яму (например, на массивную черную дыру). Яркое излучение (как оптическое, так и рентгеновское) рождается в горячем аккреционном газовом диске, который с очень высокой скоростью вращается вокруг массивной черной дыры.

В 90-е годы с помощью как наземных, так и космических наблюдений для целого ряда галактик удалось измерить скорости вращения газа и звезд на очень малых расстояниях от центра (десятки парсеков), т. е. вблизи ядер. Масса, сосредоточенная в самом центре галактик и определенная по скоростям движения, оказалась очень высокой (от нескольких миллионов до нескольких миллиардов масс Солнца). Это хорошо согласуется с предположением о наличии массивных черных дыр в ядрах галактик — как обладающих, так и не обладающих высокой активностью. По-видимому, активность ядра становится очень высокой в тех случаях, когда вблизи черной дыры скапливается достаточно большое количество газа, который аккрецирует (падает) на черную дыру.

Таким образом, исследование активности ядер привело к обнаружению качественно новых процессов в звездных системах, объяснение которых представляет сложную проблему для физики и астрофизики.

§ 12.6. Пространственное распределение и эволюция галактик

Галактики очень редко бывают одиночными. Обычно они встречаются небольшими группами по несколько членов или входят в состав обширных скоплений из сотен и тысяч галактик. Наша Галактика входит в состав так называемой *Местной группы*, включающей в себя три спиральные галактики (наша Галактика, туманность Андромеды и галактика в созвездии Треугольника), а также несколько десятков карликовых эллиптических и неправильных галактик, крупнейшими из которых являются Магеллановы Облака. Размеры скоплений галактик в среднем составляют несколько мегапарсеков. Относительные скорости движения галактик в них часто превышают 1 000 км/с. Чтобы при таких скоростях галактик скопления не распадались, а существовали миллиарды лет, основная масса в них должна приходиться не на галактики, а на не светящуюся («темную») массу. Как и в случае «темной массы» в галактиках, ее природа пока не выяснена. Скопления галактик делятся на *иррегулярные* и *регулярные*.

Иррегулярные скопления не обладают правильной формой, в них нет центральной области, которая бы сильно выделялась по плотности. В этих скоплениях преобладают спиральные галактики. Примером большого иррегулярного скопления может служить скопление в созвездии Девы (Virgo), расположение галактик в котором показано на рис. 12.9 *а*. Его размер составляет не менее 12°. Оно насчитывает несколько тысяч галактик. Расстояние до центра скопления — около 15 Мпк. На рис. 12.10 приведена фотография скопления галактик в созвездии Геркулеса.

Регулярные скопления галактик более компактны и симметричны. Плотность галактик заметно возрастает к центру. Эти скопления состоят в основном из эллиптических и линзовидных галактик. Примером такого скопления является скопление галактик в созвездии Волос Вероники (Coma) (рис. 12.9 *б*). В нем содержится десятки тысяч галактик ярче 19^m в системе B. Расстояние до скопления около 100 Мпк.

Со многими скоплениями, содержащими большое число галактик, связаны мощные протяженные источники рентгеновского излучения. Сами галактики, за редким исключением, очень слабо излучают в рентгеновском диапазоне спектра. Излучение, приходящее от скоплений, объясняется существованием между галактиками горячего газа с плотностью 10^{-27}–10^{-28} г/см^3. Такой газ из-за низкой плотности остывает очень медленно и может миллиарды лет сохранять высокую температуру даже при отсутствии источников нагрева.

Исследование положения галактик и их скоплений в области диаметром в несколько сотен мегапарсеков позволили выявить крупно-

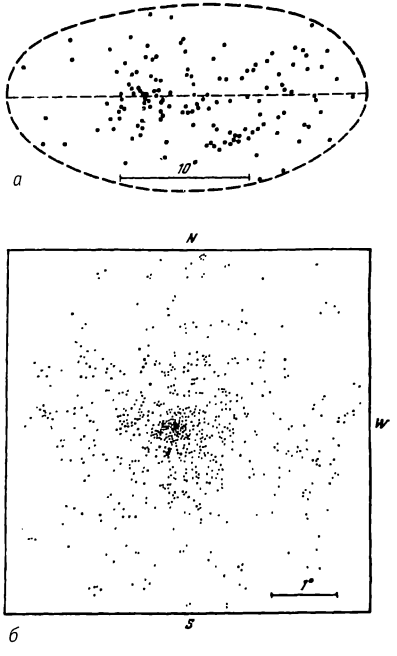


Рис. 12.9. Скопление галактик в созвездии Девы (*а*) и скопление галактик в созвездии Волос Вероники (*б*)



Рис. 12.10. Фотография скопления галактик в созвездии Геркулеса

масштабную структуру Вселенной. Оказалось, что в пространственном распределении галактик существует очень крупные неоднородности с характерными размерами в десятки мегапарсеков. Галактики и их скопления образуют в пространстве подобие гигантских ячеек. Области с повышенной плотностью галактик чередуются с «пустотами», где средняя плотность галактик и их скоплений во много раз меньше. Ближайшая к нам область повышенной плотности, к которой, по-видимому, принадлежит и наша Галактика, называется *Сверхгалактикой* или *Местным сверхскоплением*. В его центральной области находится скопление галактик в Деве. Скопление в Волосах Вероники является центром другого, соседнего сверхскопления.

Основное отличие этих крупномасштабных неоднородностей, или сверхскоплений, от больших скоплений галактик заключается в том, что они не являются физически связанными системами: внутри них действует закон Хаббла, что говорит об их расширении, в то время как большинство групп и скоплений галактик, по-видимому, не расширяются и являются гравитационно связанными. Наблюдаемая крупномасштабная структура в распределении галактик и их скоплений отражает существование неоднородностей в той газовой среде, из которой возникли системы галактик. Эпоха образования основного количества галактик удалена от нашего времени более чем на 10 млрд лет.

Эволюция галактик. Наблюдаемое многообразие галактик — это следствие различных условий, в которых они возникли. Анализ спектров и звездного состава галактик показал, что абсолютное большинство из них имеет очень большой возраст и образовалось 10–15 млрд лет назад. По современным представлениям, образование галактик началось в раннюю эпоху расширения Вселенной (см. гл. 13), когда средняя плотность вещества во Вселенной была в сотни раз больше, чем в настоящее время. Галактики возникли из водородно-гелиевых газовых облаков, сжимающихся под действием собственной гравитации. На определенном этапе сжатия в протогалактиках началось интенсивное звездообразование. Массивные звезды, быстро эволюционируя и взрываясь как сверхновые, выбрасывали в окружающее пространство газ, обогащенный различными химическими элементами, возникающими при взрыве. Поэтому если первые звезды содержали ничтожно мало элементов тяжелее гелия, последующие поколения звезд получили химический состав, более близкий к солнечному. В нашей Галактике меньше всего тяжелых элементов содержат наиболее «старые» звезды сферической составляющей, например звезды шаровых скоплений.

Образование диска в галактиках связано с диссипацией энергии газа в сжимающейся протогалактике. Обладая определенным моментом вращения, газ, теряя свою механическую энергию, сжался в диск, который в результате образования звезд

из газа постепенно становился звездным диском. Оставшийся газ, перемешавшийся с газом, который сбросили проэволюционировавшие звезды, мы наблюдаем в тонком слое вблизи плоскости симметрии звездного диска галактик.

Большую роль в эволюции галактик сыграло поглощение крупными галактиками более мелких систем, которые разрушались приливными силами и пополняли массу формирующихся галактик. Следами таких процессов являются, например, газопылевые диски в эллиптических системах — таких, как радиогалактика Центавр А (рис. 12.8).

В эллиптических галактиках яркие диски больших размеров отсутствуют (хотя околоядерные газовые диски размером в сотни парсеков встречаются достаточно часто). Здесь, по-видимому, газовая протогалактика превратилась в звездную галактику раньше, чем газ успел потерять энергию и сжаться в диск. Наблюдения показали, что момент вращения эллиптических галактик (в расчете на единицу их массы) значительно меньше, чем у галактик, обладающих звездным диском. Вероятно, именно от момента вращения протогалактики в первую очередь зависело, образуется ли у нее массивный диск.

В современную эпоху в дисках галактик (спиральных и неправильных) продолжается звездообразование из оставшегося газа. Со временем оно будет медленно затухать, если только масса газа в галактике не увеличивается за счет притока извне.

Среди множества наблюдаемых галактик изредка встречаются такие, возраст которых может быть небольшим — менее миллиарда лет. Это преимущественно карликовые звездные системы, содержащие очень много газа, в которых происходит активное звездообразование. Звезды в таких галактиках содержат очень мало тяжелых элементов, которые еще не успели там образоваться.

Поскольку эпоха образования основной массы галактик удалена от нашего времени на миллиарды лет, молодые галактики можно наблюдать среди очень слабых объектов $25-29^m$, имеющих большое красное смещение. Из-за гигантского расстояния мы видим эти галактики в далеком прошлом, в эпоху их «молодости». Сравнивая их с близкими галактиками, астрономы узнают как эволюционировали цвет, спектр, а следовательно, и звездный состав галактик за миллиарды лет их существования.

Бесценную информацию о галактиках на больших расстояниях принесли наблюдения на космическом телескопе им. Хаббла. Среди слабых галактик преобладают системы небольшого линейного размера с активным звездообразованием. При красном смещении $z = 1-3$ образование звезд в галактиках было значительно более интенсивным, чем в современную эпоху. Предполагается, что начало образования звезд в галактиках приходится на эпоху $z \approx 10$.



Вопросы и упражнения к Главе 12

1. Каково расстояние до галактики, если у нее $z = 0{,}3$? За сколько времени свет проходит это расстояние?
2. Какую звездную величину имела бы наша Галактика с расстояния 100 Мпк? Принять абсолютную ее звездную величину равной $M_V = -21$.
3. Как различаются по цвету спиральные и эллиптические галактики и чем это вызвано?
4. Чем отличаются свойства межзвездного газа в эллиптических и спиральных галактиках?
5. Как обнаруживает себя межзвездная пыль в галактиках?

6. Почему нельзя оценить массу эллиптической галактики по скорости обращения ее звезд на данном расстоянии от центра. Завышенная или заниженная оценка получится, если все же это сделать?
7. В чем заключается отличие характера движения звезд (или объектов) и атомов газа в спиральных галактиках?
8. У КЗО замечена переменность изменения яркости за 1 сутки. Что можно сказать о его размерах?
9. В спектре КЗО линия L_α приходится на область, где обычно видна H_β. Каково для него красное смещение z и примерное расстояние?
10. Чем различаются регулярные скопления галактик от иррегулярных?
11. Какую роль играет процесс звездообразования в эволюции галактик и Вселенной в целом?
12. О чем говорит большое число галактик голубого цвета (определенного после учета покраснения, обусловленного красным смещением) среди очень слабых и далеких галактик?

Глава 13

Элементы космологии

§ 13.1. Космологический принцип

В предыдущих главах мы рассмотрели важнейшие разделы современной астрономии. Все они тесно связаны между собой, так что результаты, получаемые, например, в астрометрии, небесной механике или астрофизике, широко используются в других разделах. Астрономы стремятся изучить по-возможности все доступные наблюдениям объекты Вселенной, узнать их природу, строение и развитие. Эволюционный подход к изучению мира — важнейшая особенность современной астрономии. Однако исследование отдельных объектов еще не достаточно для выяснения свойств Вселенной как целого. Происхождение и эволюция нашего мира — предмет особого раздела астрономии — *космологии*, рассмотрение которого завершает наш курс.

Космология изучает физическую природу, строение и эволюцию Вселенной как целого. В частности, она рассматривает наиболее общие свойства всей области пространства, доступной прямым наблюдениям, которую иногда называют *Метагалактикой*.

Подобно другим разделам астрономии, космология в первую очередь опирается на наблюдения. Однако проблема заключается в том, что вся безграничная Вселенная не может быть охвачена наблюдениями. Поэтому то, что известно о Метагалактике, приходится распространять (экстраполировать) на всю Вселенную, а также исходить из того, что к ней применимы известные из физики фундаментальные законы природы.

Исключительно плодотворной для космологии оказалась идея об одинаковой средней плотности вещества для достаточно больших объемов пространства во Вселенной. Размеры областей, в пределах которых среднюю плотность вещества можно считать практически одинаковой, составляют около ста мегапарсеков, что гораздо меньше размеров Метагалактики (несколько тысяч мегапарсеков). Однако они велики по сравнению с масштабами местных (локальных) неоднородностей, связанных с существованием звезд, галактик и скоплений галактик.

Равномерность распределения вещества в среднем во Вселенной можно обосновать, подсчитывая число галактик до данной видимой звездной величины, как это делалось в § 11.3 для звезд при определении размеров Галактики. Согласно наблюдениям, для далеких галактик отношение N_{m+1}/N_m, входящее в формулу (11.2), близко к четырем, причем в разных направлениях отклонения от этого значения имеют случайный характер[1]. Это говорит о том, что во всех направлениях в среднем галактики распределены равномерно.

[1] Лишь для предельно далеких и слабых галактик это соотношение нарушается из-за эффектов, связанных с расширением Вселенной, и эволюции светимости галактик.

Независимость средней плотности вещества от величины области усреднения (на очень больших масштабах) в космологии рассматривается как следствие более общих свойств Вселенной — *однородности* и *изотропии*. Однородность означает одинаковость плотности всех видов материи в пространстве при усреднении в достаточно больших объемах, а изотропия — отсутствие во Вселенной выделенных направлений. Иными словами, однородность говорит об отсутствии выделенных областей пространства, а изотропия означает аналогичное отсутствие какого-либо преимущественного направления (например, оси вращения). Изотропия также подтверждается наблюдениями, например одинаковостью закона «разбегания» галактик во всех направлениях на больших расстояниях, а также изотропностью интенсивности реликтового излучения (см. § 13.4).

Отметим, что ситуация была бы совсем иной для иерархической Вселенной, в которой объекты каждого масштаба образуют системы следующего, более крупного масштаба. В этом случае ни однородности, ни изотропии не наблюдалось бы.

Предположение об однородности и изотропии Вселенной часто называют *космологическим принципом*.

Ранние космологические представления наряду с выводом об однородности исходили из принципа неизменности или статичности нашего мира. Однако при первых же попытках экстраполировать эти свойства на бесконечное евклидово пространство возникли трудности, известные в виде двух *парадоксов — фотометрического* и *гравитационного*.

Фотометрический парадокс был сформулирован в 1744 г. Ж. Шезо в Швейцарии, а затем в 1826 г. Г. Ольберсом в Германии. Суть его заключается в том, что если пространство безгранично и равномерно заполнено звездами, то в любом направлении луч зрения рано или поздно пересечет какую-либо звезду. Поскольку наблюдаемая яркость объекта не зависит от расстояния до него (см. § 6.3), нам должно казаться, что все небо равномерно светится, скажем, как диск Солнца. Межзвездное поглощение света, в принципе, не устраняет этого парадокса, так как поглощаемое излучение рано или поздно должно переизлучиться. Фотометрического парадокса не будет, если учесть, что энергия света от удаленных объектов уменьшается из-за красного смещения. Кроме того, объем пространства, который фактически доступен наблюдениям, по-видимому, конечен и ограничен так называемым *горизонтом видимости во Вселенной*, под которым понимают сферу, все точки которой удалены от наблюдателя на расстояние, пройденное светом за все время существования расширяющейся Вселенной.

Гравитационный парадокс был сформулирован в 1895 г. немецким астрономом Х. Зеелигером. Он заключается в том, что в бесконечной Вселенной, равномерно заполненной веществом, пользуясь законом Ньютона, нельзя однозначно рассчитать силу гравитации в заданной точке. Так, например, если ее вычислить, суммируя силы, действующие на пробную массу в этой точке и создаваемые концентрическими слоями с центром в этой точке, то, очевидно, получится нуль (см. § 2.10). Если же подсчет вести для концентрических слоев с центром в некоторой другой точке, удаленной на расстояние r от рассматриваемой, то легко сообразить, что сила тяготения окажется равной силе, с которой шар радиусом r притягивает точку, расположенную на его поверхности.

Гравитационный парадокс связан с неприменимостью к безграничной Вселенной математического аппарата, использующего закон всемирного тяготения Ньютона. Поэтому в космологии при изучении огромных масштабов Метагалактики пользуются *общей теорией относительности* (ОТО), основы которой были заложены в 1916 г. А. Эйнштейном.

В ОТО гравитационный парадокс отсутствует. Появление этой теории положило начало современному этапу развития космологии. Основные уравнения космологии были сначала выведены самим Эйнштейном и решены им для частного случая статической Вселенной. Затем в более общем случае решения были найдены выдающимся советским математиком А. А. Фридманом в 1922 г. Впоследствии, однако, выяснилось, что ряд важнейших космологических результатов при некотором упрощении может быть получен и на основании уравнений механики Ньютона. Эта возможность имеет большое методическое значение, так как позволяет подойти к сложным космологическим проблемам до усвоения математического аппарата ОТО, без которого полное понимание теоретических основ современной космологии невозможно.

§ 13.2. Модель однородной изотропной Вселенной, основанная на законах Ньютона

Моделирование — важный метод исследования сложных объектов природы. Фактически мы им уже неоднократно пользовались в предыдущих главах, заменяя реальный объект упрощенной математической схемой. В этой схеме некоторые элементы считаются заранее известными или определенными на основании наблюдений. Остальные находятся путем применения методов математики и теоретической физики. Самый важный заключительный этап — сравнение теоретически найденных свойств модели с реальными объектами с учетом сделанных предположений и ограничений использованной теории.

Рассмотрим модель однородной изотропной Вселенной, пользуясь законами Ньютона для описания гравитационных взаимодействий тел. В масштабах Вселенной они оказываются наиболее важными при определении характера движения вещества.

Поскольку законы Ньютона заведомо применимы только к конечным массам, будем считать, что наша модель относится к очень большой, но конечной части Вселенной, содержащей конечную массу.

Если вещество распределено достаточно однородно и не вращается вокруг какой-либо оси (космологический принцип!), то такая масса должна либо сжиматься под действием гравитационных взаимодействий между ее частями, либо, если она обладает достаточным запасом кинетической энергии, расширяться. Под действием тех же гравитационных сил это расширение со временем должно тормозиться.

Можно показать, что в однородной изотропной Вселенной должен быть справедлив закон Хаббла. Для определенности рассмотрим модель расширяющейся Вселенной. Пусть A и B — любые две точки пространства, находящиеся в начальный момент времени на расстоянии r друг от друга и удаляющиеся с относительной скоростью $V = \Delta r/\Delta t$. Разделим расстояние AB на малые интервалы. Согласно свойству однородности, каждый из этих интервалов за время Δt возрастет на одну и ту же относительную величину, равную $\Delta r/r$ в противном случае нарушалось бы подобие между отрезками разной длины. Поэтому скорость возрастания единичного интервала, очевидно, составит $(1/r)(\Delta r/\Delta t)$. Поскольку эта величина должна быть одинакова всюду и во всех направлениях и зависит только от времени, обозначим ее через $H(t)$. Отсюда получим закон Хаббла:

$$V = \frac{\Delta r}{\Delta t} = r\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\Delta r}{\Delta t}\right) = r\cdot H_0, \tag{13.1}$$

где H_0 — современное значение $H(t)$. При $H = 0$ расширения нет (статическая модель). Однако такое состояние неустойчиво: масса вещества в поле собственного

тяготения при отсутствии других сил должна либо расширяться, либо сжиматься в зависимости от соотношения между ее кинетической и потенциальной энергиями.

Пусть теперь r — произвольный радиус некоторой сферы с центром в заданной точке пространства. В силу изотропии и однородности все точки этой сферы будут удаляться от центра с одинаковой скоростью, так что радиус будет увеличиваться со временем пропорционально некоторой функции времени $R(t)$, причем

$$r(t) = rR(t). \tag{13.2}$$

Функция $R(t)$ называется *масштабным фактором*. Она позволяет получить закон изменения со временем расстояния между любыми двумя точками независимо от величины r.

Внутри сферы радиусом r заключена масса $\mathfrak{M}$, которую можно выразить через плотность ρ (всюду одинаковую):

$$\mathfrak{M} = \frac{4}{3}\pi\rho r^3. \tag{13.3}$$

Единичная масса, расположенная на границе рассматриваемой области, обладает кинетической энергией $V^2/2$ и потенциальной $-G\mathfrak{M}/r$. В силу закона сохранения энергии их сумма постоянна:

$$\frac{1}{2}V^2 + \left(-G\frac{\mathfrak{M}}{r}\right) = E_{\text{полн}}. \tag{13.4}$$

Если полная энергия больше нуля, $E > 0$, то скорость расширения ни при каких r не может уменьшиться до нуля. Расширение происходит бесконечно, хотя и с постоянным замедлением. Масштабный фактор $R(t)$ всегда возрастает. Наоборот, при $E < 0$ скорость расширения уменьшается со временем до нуля, после чего расширение сменяется сжатием. В момент, когда $V = 0$, масштабный фактор достигает наибольшей величины, после чего он становится убывающей функцией. Между этими двумя крайними случаями имеется важный промежуточный случай $E = 0$, когда расширение происходит неограничено, но со скоростью, стремящейся к нулю. Из формулы (13.4) видно, что скорость расширения при этом соответствует параболической (см. формулу (2.39))

$$V_p = \sqrt{\frac{2\mathfrak{M}G}{r}}. \tag{13.5}$$

Подставляя в эту формулу скорость $V = r \cdot H_0$ из закона Хаббла и массу из соотношения (13.3), получим соответствующее значение плотности:

$$\rho_0 = \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \tag{13.6}$$

Значение ρ_0 не зависит от выбранного радиуса сферы r. Это означает, что полученный результат справедлив для любых, сколь угодно больших масштабов. Значение плотности, соответствующее нулевой полной энергии, называют *критическим*, так как, очевидно, при средней плотности во Вселенной, большей и меньшей, чем критическая, осуществляются рассмотренные выше случаи соответственно ограниченно и неограниченно расширяющейся Вселенной.

Принимая $H_0 = 75$ км/(с·Мпк), получим, что в настоящее время критическое значение плотности во Вселенной составляет около 10^{-29} г/см^3. Учет масс несветящегося вещества галактик и скоплений галактик приводит к оценке средней

плотности порядка 10^{-30} г/см^3, т. е. меньше критической. Однако оказалось, что это лишь нижний предел плотности. Наблюдаемое вещество звезд и межзвездного газа составляет лишь 1 % от критической плотности. С учетом невидимого и трудно наблюдаемого вещества оценка плотности все равно не превышает 5 %. Анализ данных наблюдений показал, что небарионная часть массы (холодное темное вещество, возможно медленные элементарные частицы) может достигать 25–30 % от значения критической плотности. Однако на основании данных наблюдений о далеких галактиках и реликтовом излучении (см. § 13.4) получен вывод о том, что средняя плотность Вселенной действительно близка к критической, но 60–70 % приходятся на плотность энергии вакуума («темная энергия»).

Рассмотрим теперь физический смысл постоянной Хаббла. Она имеет размерность частоты, так что обратная ей величина соответствует времени $t = 4 \cdot 10^{17}$ с $= 13 \cdot 10^9$ лет, если принять $H_0 = 75$ км/(с · Мпк). Такое время необходимо для расширения Метагалактики до современного состояния при условии, что скорость расширения в прошлом не менялась. В пределах погрешностей оценок этот срок согласуется с возрастом большинства галактик и старейших звезд нашей Галактики, определенным на основании изучения их спектров и звездного состава с привлечением теории звездной эволюции[2)]. Отсюда следует, что большинство галактик образовалось на достаточно ранних стадиях расширения Вселенной, по-видимому, в первый миллиард лет, когда средняя плотность вещества была значительно выше современной.

Итак, в рамках классической физики удается описать ряд важных свойств Вселенной: нестационарность, возможный характер расширения или сжатия, значение критической плотности, оценку времени расширения («возраст» Вселенной). Заведомо можно сказать, что в прошлом вещество находилось в более плотном состоянии.

§ 13.3. Релятивистская космология

Как известно, теория относительности приводит к выводу о том, что присутствие больших масс влияет на свойства пространства-времени. Свойства привычного нам евклидова пространства (например, сумма углов треугольника, свойства параллельных линий) вблизи больших масс изменяются или, как говорят, пространство искривляется.

Так, например, вследствие искривления пространства луч света вблизи Солнца должен изменить свое направление на угол около $2''$, который удается измерить при наблюдении положений звезд вблизи Солнца во время полных солнечных затмений. Немало подобных проявлений «гравитационного линзирования» света было обнаружено и при наблюдениях галактик и их скоплений.

Суммарное действие гравитирующих масс может вызвать определенную кривизну пространства в целом, что существенным образом повлияет на его свойства, а следовательно и на эволюцию всей Вселенной. На геометрические свойства пространства влияет и его расширение.

Современная релятивистская космология началась с уже упоминавшихся работ А. А. Фридмана, который для однородной изотропной Вселенной показал, что она

[2)] Некоторое противоречие однако остается, если считать, что плотность Вселенной близка к критической или выше нее, а значит в прошлом расширение Вселенной было более стремительным. Выход из противоречия ищется по трем направлениям: пересмотр хронологической шкалы звездной эволюции, переоценка постоянной Хаббла в сторону ее уменьшения и переход к более сложным моделям Вселенной (с так называемым космологическим членом), продолжительность расширения в которых больше чем $1/H_0$.

не может находиться в равновесном состоянии и должна быть нестационарной, т. е. испытывать либо расширение, либо сжатие. Соответственно и средняя плотность должна изменяться со временем. Характер нестационарности Вселенной, не имеющей никаких границ, в релятивистской космологии получается такой же, как и в рассмотренном в предыдущем параграфе «классическом» случае (бесконечное расширение или расширение, сменяющееся сжатием). Значение критической плотности, получаемое в релятивистской космологии, в общем случае совпадает с найденным нами выражением (13.6).

При средней плотности, равной критической, скорость расширения стремится к нулю (замедление), кривизна пространства равна нулю и оно обладает (в среднем) евклидовой геометрией. Во всех остальных случаях — геометрия пространства неевклидова. При плотности меньше критической кривизна отрицательна, а если плотность больше критической, то положительна. Соответственно в первом случае Вселенная всегда расширяется, во втором — расширение в некоторую эпоху должно смениться сжатием. В этом последнем случае, в силу неевклидовости геометрии, пространство должно быть конечным, т. е. в любой момент времени иметь определенный конечный объем, конечную массу и конечное число скоплений галактик и т. д. Однако «границ» у Вселенной, естественно нет. Двумерной моделью такого замкнутого трехмерного пространства является поверхность раздуваемой сферы. Галактики в такой модели изображаются начерченными на ней плоскими фигурами. При растяжении поверхности сферы увеличиваются ее площадь и расстояние между всеми фигурами. Хотя в принципе такая сфера может неограниченно расти, площадь ее поверхности конечна в каждый момент времени, причем в этом двумерном пространстве (поверхности) границ нет.

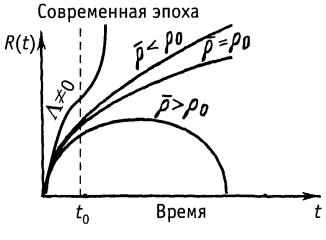


Рис. 13.1. Зависимость масштабного фактора от времени для различных законов расширения Вселенной

Важным дополнением к описанной картине явилось обобщение уравнений Эйнштейна для однородной изотропной вселенной. Оно было выполнено еще самим Эйнштейном путем добавления так называемой *космологической постоянной*, или Λ-*члена*. Его можно интерпретировать как существование поля той же природы, что и гравитационное, но не связанное ни с каким веществом или излучением. Такое свойство может иметь вакуум, который, согласно современным физическим представлениям, не просто отсутствие чего бы то ни было, а образование с определенной плотностью энергии, являющееся самым низким из возможных энергетических состояний всех полей.

Поведение масштабного фактора $R(t)$ в релятивистских космологических моделях качественно совпадает с функцией $R(t)$, которую можно получить из уравнений (13.4), выражения (13.3) для $\mathfrak{M}$ и (13.2) для $r(t)$. На рис. 13.1 изображена зависимость $R(t)$ для всех основных случаев характера нестационарности Вселенной.

Имеющиеся результаты наблюдений лучше всего согласуются с законом расширения, обозначенным на рис. 13.1 $\Lambda \neq 0$.

§ 13.4. Модель «горячей» Вселенной

В 1965 г. было сделано очень важное для космологии открытие, подтвердившее правильность предположения об изотропии и однородности Вселенной. Случайно

при отладке радиоаппаратуры для наблюдений ИСЗ было обнаружено *фоновое радиоизлучение* (рис. 13.2) с интенсивностью, одинаковой по всем направлениям[3]. Согласно современным наблюдениям, это излучение изотропно, т. е. его температура с большой степенью точности не зависит от направления (с точностью до нескольких десятитысячных долей процента). По распределению энергии по длинам волн оно оказалось тепловым и соответствующим температуре 2,73 К. При такой температуре максимум излучения приходится на диапазон спектра около 1 мм. Астрономам не известны объекты во Вселенной, которые могли бы дать излучение в миллиметровом диапазоне спектра, обладающее планковским спектром со столь высокой плотностью энергии и необычайной изотропией. На этом основании излучение с температурой 2,73 К было отождествлено с излучением, сохранившимся с тех времен, когда плотность вещества Вселенной была очень велика и среда была сильно непрозрачной (*реликтовое излучение*). Со временем, в результате расширения вещество охладилось, перешло из ионизованной в нейтральную фазу, стало прозрачным. Не поглощаясь более средой, излучение как бы оторвалось от вещества и, распространяясь по всем направлениям, сохранилось до нашего времени.

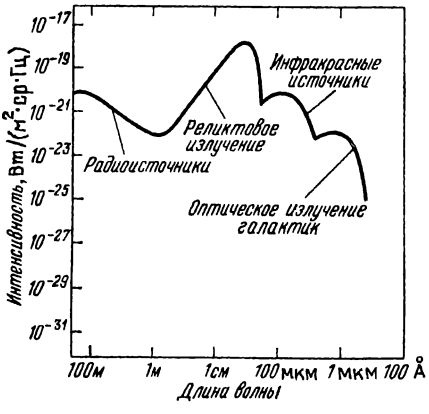


Рис. 13.2. Спектр фонового излучения

Расчет показывает, что вещество должно было стать прозрачным, когда его плотность упала до величины порядка 10^{-20} г/см^3, при которой средняя концентрация атомов составляла около 10^4 см$^{-3}$, т. е. в миллиард раз превышала современную. Поскольку плотность меняется обратно пропорционально кубу масштабного фактора, полагая расширение Вселенной таким же, как и сейчас, получим, что в эпоху установления прозрачности все масштабы во Вселенной были примерно в 1 000 раз меньше. Во столько же раз меньше были и длины волн фонового излучения. Поэтому фотоны реликтового излучения, имеющие сейчас длину волны 1 мм, ранее имели длину 1 мкм, что соответствует максимуму излучения по закону Планка при температуре 3 000–4 000 К.

Таким образом, существование реликтового излучения является не только указанием на большую плотность Вселенной в прошлом, но и на ее высокую температуру («горячая» модель Вселенной).

О еще более плотных состояниях Вселенной, сопровождавшихся значительно более высокими температурами, в принципе, можно было бы судить на основании аналогичного излучения реликтовых нейтрино. Для них непрозрачность Вселенной должна была иметь место при плотности $\rho \geqslant 10^7$ г/см^3, что могло быть только на очень ранних этапах расширения Вселенной. Когда плотность стала меньше этого значения, с нейтрино произошло то же, что впоследствии случилось с реликтовым излучением: они перестали взаимодействовать с остальным веществом, как бы «оторвались» от него и в дальнейшем претерпели только космологическое красное смещение, обусловленное расширением. К сожалению, регистрация таких нейтрино, которые в настоящее время должны обладать энергией всего лишь несколько десятитысячных долей электрон-вольта, — дело будущего.

[3] Однако первые теоретические предсказания о его существовании были сделаны еще в середине 1940-х годов Г. А. Гамовым.

Рассмотрим вкратце те весьма предварительные выводы, которые следуют из модели горячей расширяющейся однородной изотропной Вселенной, относящейся к наиболее ранним этапам нашего мира (табл. 13.1).

Свыше 10 миллиардов лет назад Вселенная находилась в очень плотном и горячем состоянии. В принципе, экстраполируя назад во времени закон изменения плотности и температуры, можно указать момент, когда она начала расширяться из некоторого особого сверхплотного состояния, которое принято называть *сингулярностью*. Начало этого расширения условно называют *Большим взрывом*. Формально давление и плотность в этот момент стремятся к бесконечности. Это означает, что состояние вещества вблизи самой сингулярности не описываются известными на сегодняшний день законами физики.

Даже релятивистская теория тяготения Эйнштейна при значениях плотности, превышающих 10^{93} г/см^3, оказывается неприменимой, поскольку она не учитывает квантовые эффекты.

В самые последние годы развитие космологии и физики элементарных частиц позволило получить некоторое представление о самом начальном этапе расширения Вселенной. В эпоху, когда температура была необычайно высока ($T > 10^{28}$ К),

Таблица 13.1. Основные этапы эволюции Вселенной

Эры	Время от «начала»	Этап эволюции	Температура, К	Плотность, г/см^3
Планковская		Неизвестные законы физики, квантовые свойства пространства-времени	?	?
Адронная	10^{-43} с	Граница применимости релятивистской теории тяготения	10^{32}	10^{94}
	10^{-35} с	Возникновение зарядовой асимметрии	10^{28}	10^{78}
	10^{-5} с	Аннигиляция нуклонов и антинуклонов	$3 \cdot 10^{12}$	10^{16}
Лептонная	10^{-4} с	Граница применимости экспериментально проверенных законов физики	10^{12}	10^{14}
	10^{-3} с	Аннигиляция мезонов	$3 \cdot 10^{11}$	10^{12}
	$2 \cdot 10^{-1}$ с	Образование реликтовых нейтрино	$2 \cdot 10^{10}$	10^{7}
Излучения	10 с	Аннигиляция электронов и позитронов	10^{10}	10^{4}
	10^{2} с	Образование первичного гелия	10^{8}	10^{2}
Вещества	10^{6} лет	Отрыв реликтового излучения от вещества	$4 \cdot 10^{3}$	10^{-20}
	10^{9} лет	Начало возникновения звезд и галактик	30	10^{-26}
	$1 \div 2 \cdot 10^{10}$ лет	Современная эпоха	2,7	$10^{-29} \div 10^{-30}$

она могла находиться в особой стадии расширения, названной *инфляционной*, когда расширение пространства происходило с ускорением, а энергия в единице объема оставалась постоянной.

Оказалось, что такое состояние вещества возможно только при условии отрицательного давления (какое существует, например, при растяжении твердого тела внешними силами). Его связывают с особыми свойствами вакуума, проявлявшимися на этой стадии. Предположение об отрицательном давлении позволяет ближе подойти к проблеме причины расширения, поскольку, как было показано, в подобных условиях гравитация неизбежно должна была приводить не к притяжению, а к взаимному отталкиванию частиц. Полагают, что инфляционная стадия продолжалась в период времени 10^{-43}–10^{-36} с после «начала».

После завершения стадии инфляции начинается процесс «рождения» элементарных частиц и их непрерывного взаимопревращения.

Это очень краткое, горячее и сверхплотное состояние Вселенной в последующем ее развитии сыграло фундаментальную роль, поскольку важнейшими процессами при огромных значениях температуры и плотности вещества стали взаимопревращения частиц, античастиц и квантов излучения. На первых порах в одинаковых количествах рождались частицы и соответствующие им античастицы. Этот процесс аналогичен хорошо известному рождению пары электрон—позитрон при столкновении двух мощных гамма-квантов:

$$\gamma + \gamma \Longleftrightarrow e^+ + e^-.$$

В этой реакции стрелка, направленная влево, изображает обратный процесс аннигиляции позитрона и электрона, сопровождающийся возникновением двух γ-квантов. В равновесных условиях прямые и обратные процессы всегда происходят в одинаковых количествах.

Для возникновения частиц с массой покоя m необходима энергия квантов не менее mc^2, так что для пары электрон-позитрон требуется по меньшей мере энергия 1 000 кэВ или температура $T > 10^{10}$ К. Чем выше температура и соответственно энергия квантов, тем больше массы частиц, которые могут возникать в результате взаимодействий. На очень ранних этапах эволюции Вселенной могли возникать чрезвычайно короткоживущие и очень массивные гипотетические частицы, в том числе еще не открытые современной наукой, но предсказываемые физикой элементарных частиц. С падением температуры до $\sim 10^{13}$ К стали возникать менее массивные частицы: нуклоны (протоны, нейтроны) и антинуклоны, мезоны, электроны и позитроны, нейтрино и антинейтрино и другие. При этом более массивные как бы «вымирали» за счет аннигиляции или распада, так что их убыль не компенсировалась рождением новых частиц.

«Вымирание» частиц и соответствующих им античастиц происходило не строго одинаково, так что в результате аннигиляции те из них, которые мы называем античастицами, практически все исчезли, а ничтожная избыточная доля частиц осталась. В результате наблюдаемый мир оказался устроенным из вещества, а не из антивещества. Без едва заметной асимметрии свойств частиц и античастиц мир вообще оказался бы лишенным вещества. Из наблюдений реликтового фона следует, что во Вселенной на один нуклон приходится $\sim 10^9$ фотонов. Если считать, что большинство фотонов возникло в процессах аннигиляции, то первоначальный избыток частиц над античастицами составлял примерно одну миллиардную долю.

Образованием нуклонов завершается так называемая *эра адронов* эволюции Вселенной (адроны — частицы, подверженные сильным взаимодействиям: протоны, нейтроны, мезоны и др.). После адронной эры наступает *эра лептонов*,

когда среда состоит преимущественно из положительных и отрицательных мюонов, нейтрино и антинейтрино, позитронов и электронов. Нуклоны относительно редки. По мере дальнейшего расширения Вселенной происходит аннигиляция мюонов, а также электронов и позитронов. Затем прекращается взаимодействие нейтрино с веществом и к моменту 0,2 с после сингулярности, как уже упоминалось, происходит «отрыв» нейтрино. В настоящее время тепловые энергии этих реликтовых нейтрино уменьшились и стали соответствовать температуре около 2 К.

Примерно через 10 с после сингулярности температура достигает значения около 10^{10} К и начинается *эра излучения*. На этом этапе по численности преобладают фотоны, все еще сильно взаимодействующие с веществом, а также нейтрино, которые уже «оторвались» от него. По истечении около 100 с после Большого взрыва начинаются первые процессы нуклеосинтеза. Особенно важно, что некоторая часть протонов успевает соединиться с нейтронами и образовать ядра гелия. В них перешло около 10 процентов общего числа протонов. Почти весь гелий, существующий в природе в настоящее время, образовался именно в эту эпоху, вскоре после начала расширения. Эра излучения заканчивается переходом плазмы из ионизованного в нейтральное состояние, уменьшением непрозрачности вещества и «отрывом» излучения. Через миллион лет после начала расширения начинается *эра вещества*, когда плотность материи стала в основном определяться плотностью вещества, а не излучения, и из горячей водородно-гелиевой плазмы с ничтожной примесью других ядер стало развиваться все многообразие нашего мира.

При рассмотрении этих этапов расширения Вселенной возникает важный вопрос о причинах возникновения неоднородностей, из которых впоследствии возникли все структурные образования Вселенной (галактики, скопления галактик и т. д.). Предполагается, что эти неоднородности, имевшие очень малую амплитуду, существовали на самых ранних этапах расширения, но они стали быстро расти только с остыванием вещества — в эпоху, когда ионизованный газ во Вселенной стал нейтральным, т. е. когда излучение «оторвалось» от вещества. Численные модели наглядно показывают, что такое остывание газа при наличии гравитации может привести к возникновению заметных флуктуаций, из которых впоследствии стали образовываться галактики и их скопления.

Неоднородности в распределении вещества, из которого возникла современная крупномасштабная структура Вселенной, должны были привести к неоднородностям реликтового фона. Хотя они очень малы, их все же удалось обнаружить, благодаря российским и американским космическим экспериментам. Полученные результаты позволили уточнить теорию формирования галактик и их систем.

Другой важный канал информации — наблюдение очень далеких и слабых галактик. Большую роль в их исследовании сыграл космический телескоп им. Хаббла. В конце 1995 г. был поставлен эксперимент, позволивший в результате многочасовых экспозиций при помощи камеры с четырьмя светофильтрами получить в оптическом диапазоне изображения галактик до $29-30^m$. На небе их оказалось гигантское количество — около миллиона в пересчете на один квадратный градус неба. Анализ этих наблюдений показал, что галактики уже существовали в эпоху, соответствующую красному смещению $z = 5-6$, т. е. когда плотность Вселенной была больше чем в 100 раз выше современной.

Спектры удаленных слабых галактик наглядно показывают, что нами они наблюдаются в эпоху их молодости, когда в них происходило интенсивное образование звезд первого поколения. К настоящему времени они, безусловно, уже сильно «постарели».

При образовании наиболее крупных структур Вселенной существенную роль могли играть частицы, слабо взаимодействующие с веществом (типа нейтрино),

но имеющие ненулевую массу покоя. По имеющимся представлениям, возможно, они образуют то «скрытое» вещество, на долю которого сегодня приходится основная масса Вселенной. Пока эти частицы двигались со скоростью, почти равной световой, любые их флуктуации быстро рассасывались. Однако через несколько сотен лет после начала расширения их скорость должна была стать значительно меньше световой. Поэтому начиная с некоторого момента крупные сгущения вещества уже не рассасываются и дают начало таким структурным образованиям Вселенной, как скопления и сверхскопления галактик. Сами галактики при этом образуются из обычного вещества, а слабовзаимодействующие частицы образуют центры притяжения для гигантских сгущений масс, являясь, таким образом, источником скрытой массы скоплений галактик.

В настоящее время проблемы космологии интенсивно разрабатываются, несмотря на огромные трудности, связанные с решением даже казалось бы самых простых вопросов. Поэтому на сегодняшний день в космологии еще не решены многие важные проблемы. Однако то, что уже известно, наглядно иллюстрирует, что в принципе космология позволяет получить представление о наиболее общих закономерностях строения и развития Вселенной. Легко понять, какое огромное значение имеет этот раздел астрономии для формирования нашего мировоззрения.

Изучая законы Вселенной, мы еще глубже познаем свойства вещества, пространства и времени. Некоторые из них, например свойства реального физического пространства и времени, в больших масштабах можно изучить только в рамках космологии. Поэтому ее результаты имеют важнейшее значение не только для астрономии и физики, которые получают возможность лучше понять существующие законы природы, но и для философии, приобретающей обширный материал для обобщения закономерностей нашего мира.

Для общего развития современной науки, для которого характерно взаимопроникновение различных ее разделов, достижения космологии фактически замыкают связь между макромиром, традиционно изучавшимся астрономией, и микромиром, раскрытие законов которого было триумфом физики XX столетия.



Вопросы и упражнения к Главе 13

1. При плотности Вселенной, равной критической, масштабный фактор меняется по закону $R(t) \sim t^{2/3}$. Найдите закон изменения со временем постоянной Хаббла.
2. Космологическое красное смещение заключается в том, что длины волн излучения далеких галактик меняются со временем пропорционально изменению масштабного фактора $R(t)$. Исходя из этого, для описанного в предыдущей задаче случая критической плотности, оцените, сколько времени шел до нас свет от галактики с красным смещением $z \equiv \Delta\lambda/\lambda = 1$. Возраст современной Вселенной принять равным 12 миллиардам лет.
3. В процессе расширения Вселенной спектр реликтового излучения всегда остается планковским. Используя закон Вина, определите, сколько лет назад температура реликтового излучения была вдвое выше. Используйте условие задачи 1.

Список литературы

Книги по общим вопросам

Еремеева А. И. Астрономическая картина мира и ее творцы. М.: Наука, 1984.
Климишин И. А. Элементарная астрономия. М.: Наука, 1991.
Климишин И. А. Открытие Вселенной. М.: Наука, 1987.
Рудницкий Г. М. Конспект лекций по курсу «Радиоастрономия». Нижний Архыз: CYGNUS, 2001.
Соболев В. В. (ред.). История астрономии в России и СССР. М.: Янус-К, 1999.
Струве О., Линдс Б., Пиллакс Э. Элементарная астрономия. М.: Наука, 1964.

Справочные данные

Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
Куимов К. В. (ред.). Астрономический календарь. Переменная часть. Издается ежегодно.
Пономарев Д. Н., Чурюмов К. И. (составители). Атлас звездного неба. М.: ВАГО, 1991.
Сюняев Р. А. (ред.). Физика космоса. 2-е изд. М.: Сов. Энцикл., 1986.

Задачи, упражнения

Воронцов-Вельяминов Б. А. Сборник задач и практических упражнений по астрономии. 7-е изд. М.: Наука, 1974.
Мартынов Д. Я., Липунов В. М. Сборник задач по астрофизике. М.: Наука, 1988.

К главам 1–5

Абалакин В. К. Основы эфемеридной астрономии. М.: Наука, 1979.
Абалакин В. К., Краснорылов И. И., Плахов Ю. В. Геодезическая астрономия и астрометрия. М.: Геоиздат, 1996.
Гребеников Е. А., Рябов Ю. А. Поиски и открытия планет. М.: Наука, 1984.
Грушинский Н. П., Грушинский А. Н. В мире сил тяготения. М.: Знание, 1985.
Климишин И. А. Календарь и хронология. 2-е изд. М.: Наука, 1985.
Куликов К. А. Курс сферической астрономии. 3-е изд. М.: Наука, 1974.
Куликов К. А. Вращение Земли. М.: Недра, 1985.
Маррей К. Э. Векторная астрономия. Киев: Наук. думка, 1986.
Рябов Ю. А. Движение небесных тел. 4-е изд. М.: Наука, 1987.

К главе 6

Миронов А. В. Прецизионная фотометрия. М.: ГАИШ МГУ, 1997.
Михайлов А. А. (ред.). Курс астрофизики и звездной астрономии. Т. 1–3. 2-е изд. М.: Наука, 1973.

К главе 7

Каплан С. А. Элементарная радиоастрономия. М.: Наука, 1966.
Михельсон Н. Н. Оптические телескопы: Теория и конструкция. М.: Наука, 1976.

Москаленко Е. И. Методы внеатмосферной астрономии. М.: Наука, 1984.
Щеглов П. В. Проблемы оптической астрономии. М.: Наука, 1980.

К главе 8

Бумба В., Клецек И. Проблемы солнечной активности. М.: Мир, 1979.
Витинский Ю. И., Оль А. И., Сазонов Б. И. Солнце и атмосфера Земли. Л.: Гидрометеоиздат, 1976.
Кононович Э. В. Солнце — дневная звезда. М.: Книжный дом «Либроком»/URSS, 2009.
Мензел Д. Наше солнце. М.: Физматгиз, 1963.
Миттон С. Дневная звезда. М.: Мир, 1984.
Пикельнер С. Б. Солнце. М.: Физматгиз, 1961.

К главе 9

Беляев Н. А., Чурюмов К. И. Комета Галлея и ее наблюдения. М.: Наука, 1985.
Боярчук А. А. (ред.). Угроза с неба: рок или случайность? М.: Космоинформ, 1999.
Бялко А. В. Наша планета — Земля. М.: Наука, 1989.
Гуди Р., Уокер Дж. Атмосферы. М.: Мир, 1975.
Ксанфомалити Л. В. Планета Венера. М.: Наука, 1986.
Ксанфомалити Л. В. Парад планет. М., 1997.
Куликов К. А., Гуревич В. Б. Новый облик старой Луны. М.: Наука, 1974.
Маров М. Я. Планеты Солнечной системы. М.: Наука, 1986.
Мороз В. И. Физика планеты Марс. М.: Наука, 1978.
Симоненко А. Н. Астероиды. М.: Наука, 1985.

К Главам 10–13

Аллер Л. Атомы, звезды и туманности. М.: Мир, 1976.
Бочкарев Н. Г. Магнитные поля в космосе. М.: Книжный дом «Либроком»/URSS, 2011.
Воронцов-Вельяминов Б. А. Внегалактическая астрономия. М.: Наука, 1978.
Гинзбург В. Л. Как устроена Вселенная и как она развивается во времени. М.: Знание, 1968.
Гуревич Л. Э., Чернин А. Д. Происхождение галактик и звезд. М.: Наука, 1987.
Звезды и звездные системы / Под ред. Д. Я. Мартынова. М.: Наука, 1981.
Каплан С. Л. Физика звезд. 3-е изд. М.: Наука, 1977.
Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979.
Липунов В. М. Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987.
Липунов В. М. В мире двойных систем. М.: Наука, 1986.
Лозинская Т. А. Сверхновые звезды. М.: Наука, 1986.
Марочник Л. С., Сучков А. А. Галактика. М.: Наука, 1984.
Масевич А. Г. Тутуков А. В. Эволюция звезд. М.: Наука, 1988.
Масевич А. Г. (ред.). Двойные звезды. М.: Космоинформ, 1997.
Масевич А. Г. (ред.). Эруптивные звезды. М.: Изд. МИДРФ, 1997.
Новиков И. Д. Черные дыры и Вселенная. М.: Знание, 1985.
Новиков И. Д. Как взорвалась Вселенная. М., 1988.
Прингл Дж. Е., Уэйд Р. А. (ред.). Взаимодействующие двойные звезды. М.: Наука, 1993.
Псковский Ю. П. Новые и сверхновые звезды. М.: Наука, 1985.
Розенталь И. Л., Архангельская И. В. Геометрия, динамика. Вселенная. М.: URSS, 2003.
Сурдин В. Г. Рождение звезд. М.: URSS, 2001.
Уикс Т. К. Астрофизика высоких энергий. М.: Мир, 1972.
Чернин А. Д. Звезды и физика. М.: URSS, 2004.
Холопов П. Н. Звездные скопления. М.: Наука, 1981.
Шкловский И. С. Вселенная, жизнь, разум. 6-е изд. М.: Наука, 1987.
Шкловский И. С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. 3-е изд. М.: Наука, 1984.
Шкловский И. С. Проблемы современной астрофизики. М.: Наука, 1988.
Шкловский И. С. Вселенная, жизнь, разум. М.: Наука, 1980.

Таблица 1. Элементы планетных орбит

Планета	Большая полуось орбиты		Сидерический период обращения		Синодический период обращения, сутки
	а.е.	10^6 км	тропические годы	сутки	
Меркурий	0,387099	57,909	0,24085	87,969	115,88
Венера	0,723332	108,209	0,61521	224,700	583,92
Земля	1,000000	149,598	1,00004	365,257	
Марс	1,523662	227,937	1,88089	686,980	779,94
Юпитер	5,203363	778,412	11,86256	4 332,71	398,88
Сатурн	9,537070	1 426,726	29,45852	10 759,50	378,09
Уран	19,191263	2 871,974	84,013	30 685	369,66
Нептун	30,068963	4 498,257	164,795	60 190	367,49
Плутон	39,481687	5 906,361	248,602	90 800	366,74

Планета	Среднее суточное движение	Эксцентриситет орбиты[1)]	Наклонение к эклиптике, градусы[1)]	Долгота, градусы[1)]	
				восходящего узла	перигелия
Меркурий	14732,1626	0,205631	7,00487	48,33167	77,45645
Венера	5767,6903	0,006773	3,39471	76,68069	131,53298
Земля	3548,1866	0,016710	0,00005	−11,260647	102,94719
Марс	1886,5178	0,093412	1,85061	49,57854	336,04084
Юпитер	299,1200	0,048393	1,30530	100,55615	14,75385
Сатурн	120,4517	0,054151	2,48446	113,71504	92,43194
Уран	42,236	0,047168	0,76986	74,22988	170,96424
Нептун	32,532	0,085856	1,76917	131,72169	44,97135
Плутон	14,273	0,248808	17,14175	110,30341	224,06676

[1)] На эпоху 2000,0.

Таблица 2. Физические характеристики планет

Планета	Экваториальный радиус		Сжатие у полюсов	Масса		Плотность г/см^2	Гравитационное ускорение на экваторе см/с^2	Параболическая скорость км/с
	км	Радиусы Земли		10^{27}	Масса Земли			
Меркурий	2 439	0,382	0,0	0,330	0,052	5,43	370	4,25
Венера	6 051	0,249	0,0	4,87	0,814	5,25	887	10,36
Земля	6 378	1	0,0034	5,98	1	5,50	980	11,18
Марс	3 397	0,533	0,0052	0,642	0,107	3,92	371	5,02
Юпитер	71 398	11,194	0,062	1 900	317,7	1,32	2 486	59,6
Сатурн	60 330	9,459	0,103	569	95,2	0,68	1 041	35,4
Уран	26 220	4,111	0,06	86,9	14,5	1,22	844	21,0
Нептун	24 760	3,882	0,02	102	17,1	1,65	1 120	24,0
Плутон	1178 ± 28	0, 185 ± 0, 004	—	0, 0130 ± 0, 0024	0, 00217± 0, 0038	1, 9 ± 0, 5	63 ± 15	1, 21 ± 0, 13

Планета	Сидерический период вращения	Центробежное ускорение на экваторе, см/с^2	Наклон экватора к плоскости орбиты	Визуальная звездная величина	Визуальное сферическое альбедо[4)]	Температура, К	
						эффективная	поверхности
Меркурий	$58{,}65^d$	0,00	7°	$-0{,}20^{m\,1)}$	0,058	439	439
Венера	$243^{d\,5)}$	0,00	2,6°	−3,81	0,78	229	735
Земля	$23^h56^m4{,}1^s$	3,4	23°26′		0,36	248	289
Марс	$24^h37^m22{,}6^s$	1,7	24°56′	$-2{,}01^{2)}$	0,14	210	214
Юпитер	$9^h50,\ 5^m$	224,5	3°07′	−2,55	0,54	124,4	—
Сатурн	17^h12^m	175,5	26°45′	+0,67	0,54	95,0	—
Уран	$17^h14{,}4^m$	8,3	82°	+5,52	0,60	59,1	—
Нептун	$16{,}11^h$	30,2	29°	+7,84	0,50	59,3	—
Плутон	$6{,}4^d$	0,01	—	$15{,}1^{3)}$	0,3	46 ± 12	46 ± 12

[1)] Для Меркурия и Венеры даны звездные величины, приведенные к верхнему соединению.

[2)] Для Марса и планет-гигантов даны звездные величины, приведенные к среднему противостоянию.

[3)] Без Харона.

[4)] Значения сферического альбедо соответствуют звездным величинам, которые даны в соседнем столбце. Для вычисления сферического альбедо кроме звездной величины в соединении или противостоянии необходимо задавать некоторый параметр («фазовый интеграл»), который определен из наблюдений только для Меркурия, Венеры и Луны. В случае планет-гигантов он принимался таким же как для Венеры, а для Плутона таким же как для Луны.

[5)] Обратное вращение.

Таблица 3. Спутники планет*

Планета и количество ее известных спутников	Спутник	Среднее расстояние от центра планеты, 10^3 км	Сидерический период обращения, сутки	Наклонение орбиты, градусы[1)]	Эксцентрисистет орбиты	Размеры спутника (радиус или полуоси), км	Масса, 10^{24} г	Плотность, г/см^3	Визуальная звездная величина	Визуальное сферическое альбедо [2)]	Год открытия
Земля	Луна	384,4	27,321661	5,1E	0,0549	1738	$7,34 \cdot 10^{25}$	3,34	−12,7	0,068	
1											
Марс											
2	Фобос	9,4	0,318910	1,8P	0,019	$14 \times 11 \times 10$	$1,08 \cdot 10^{19}$	1,95	11,5	0,03	1 877
	Деймос	23,5	1,262441	1,4P	0,003	$8 \times 6 \times 6$			12,5	0,03	1 877
Юпитер	XVI Метис	128,0	0,295	(0)P	(0)	20					1979
16	XV Адрастея	129,0	0,298	(0)P	(0)	$12 \times 10 \times 8$					1979
	Амальтея	181,3	0,498	0,45P	0,003	$135 \times 85 \times 7$			13,7	0,04	1982
	Теба	221,4	0,671	(0,9)P	0,013	55×45					1979
	Ио	421,6	1,769	0,04P	0,004	1815	$8,94 \cdot 10^{25}$	3,57	4,8	0,43	1610
	Европа	670,9	3,551	0,47P	0,009	1569	$4,80 \cdot 10^{25}$	2,97	5,2	0,40	1610
	Ганимед	1 070	7,155	0,21B	0,002	2631	$1,48 \cdot 10^{26}$	1,94	4,5	0,11	1610
	Каллисто	1 880	16 689	0,51B	0,007	2400	$1,08 \cdot 10^{25}$	1,86	5,5	0,13	1610
	Леда	11 110	240	26,7B	0,146	(8)			20		1974
	Гималия	11 470	251	27,6PB	0,158	(92)			14,8		1904
	Лиситея	11 710	260	29,0P	0,130	(18)			18,4		1938
	Элара	11 740	260	24,8B	0,207	(38)			16,8		1904
	Ананке	20 700	617	147B	0,17	(15)			18,9		1951
	Карме	22 350	692	164B	0,21	(20)			18,0		1938
	Пасифе	23 300	735	145B	0,38	(25)			17,1		1938
	Синопе	23 700	758	153B	0,28	(18)			18,4		1914

Продолжение таблицы 3

Планета и количество ее известных спутников	Спутник	Среднее расстояние от центра планеты, 10^3 км	Сидерический период обращения, сутки	Наклонение орбиты, градусы[1)]	Эксцентрисистет орбиты	Размеры спутника (радиус или полуоси), км	Масса, 10^{24} г	Плотность, г/см^3	Визуальная звездная величина	Визуальное сферическое альбедо [2)]	Год открытия
Сатурн 17	Атлас	136,7	0,602	0,3Р	0,002	20×?×10			19,1	0,17	1980
	Прометей	139,4	0,613	0Р	0,004	70×50×37			15,8	0,31	1980
	Пандора	141,7	0,629	0,1Р	0,004	55×45×33			16,1	0,30	1980
	Эпиметей	151,4	0,69	0,1Р		110×95×80			15,7	0,25	1966
	Янус	151,5	0,69	0,3Р	0,002	70×58×50			15,7	0,25	1966
	Мимас	158,5	1,370	1,5Р	0,02	197	$4{,}6 \cdot 10^{22}$	1,4	12,9	0,30	1789
	Энцелад	238,0	0,942	0,0Р	0	251	$8 \cdot 10^{22}$	1,2	11,8	0,50	1789
	Тефия	294,7	1,888	1,1Р	0	530	$7{,}6 \cdot 10^{23}$	1,2	10,3	0,44	1884
	Телесто	294,7	1,888			15×10×8			18,7	0,45	1980
	Калипсо	294,7	1,888			12×11×11			19,0	0,34	1980
	Диона	377,4	2,737	0,0Р	0,002	560	$1{,}05 \cdot 10^{24}$	1,4	10,4	0,36	1884
	Елена	377,4	2,737	0,2Р	0,005	17×16×15			18,4	0,28	1980
	Рея	572,0	4,518	0,4Р	0,001	765	$2{,}49 \cdot 10^{24}$	1,2	9,7	0,37	1672
	Титан	1 221,9	15,945	0,3Р	0,029	2575	$1{,}34 \cdot 10^{26}$	1,9	8,4	0,24	1655
	Гиперион	1481,1	21,277	0,4Р	0,104	205×130×110			14,4	0,13	1848
	Япет	3 561,9	79,331	(14,7Р)	0,028	730	$1{,}88 \cdot 10^{24}$	1,2	10–12	0,1–0,4	1671
	Феба	12 954	550,4	175Р	0,163	110			16,4	0,4	1898

Продолжение таблицы 3

Планета и количество ее известных спутников	Спутник	Среднее расстояние от центра планеты, 10^3 км	Сидерический период обращения, сутки	Наклонение орбиты, градусы[1)]	Эксцентриситет орбиты	Размеры спутника (радиус или полуоси), км	Масса, 10^{24} г	Плотность, г/см^3	Визуальная звездная величина	Визуальное сферическое альбедо [2)]	Год открытия
Уран	Корделия	49,8				(25)					1986
14	Офелия	53,8				(25)					1986
	Бианка	59,2				(25)					1986
	Крессида	61,8				(30)					1986
	Дездемона	62,7				(30)					1986
	Джульетта	64,4				(40)					1986
	Порция	66,1	0,51			(40)					1986
	Розалинда	70,0	0,56			(30)					1986
	Белинда	75,3	0,62			(30)					1986
	Пэк	86,0	0,76			77					1985
	Миранда	128,8	1,41	4,22Р	0,027	236	$6{,}3 \cdot 10^{22}$	1,14	16,5	0,14	1948
	Ариэль	190,2	2,52	0,31Р	0,033	579	$1{,}3 \cdot 10^{24}$	1,60	14,4	0,16	1851
	Умбриэль	265,1	4,14	0,36Р	0,005	585	$1{,}3 \cdot 10^{24}$	1,55	15,3	0,07	1851
	Титания	434,1	8,71	0,14Р	0,002	789	$3{,}5 \cdot 10^{24}$	1,70	14,0	0,11	1787
	Оберон	581,9	13,46	0,10Р	0,001	761	$3{,}0 \cdot 10^{24}$	1,62	14,2	0,11	1787
Нептун	Наяда	48,2	0,30	4,5Е		29					1989
8	Таласса	50,0	0,31	<1Е		40					1989
	Деспина	52,5	0,33	<1Е		74				0,04	1989
	Галатея	62,0	0,43	<1Е		79				0,04	1989
	Ларисса	73,6	0,55	<1Е		96				0,04	1981
	Протеус	117,6	1,12	<1Е		208				0,04	1989

Продолжение таблицы 3

Планета и количество ее известных спутников	Спутник	Среднее расстояние от центра планеты, 10^3 км	Сидерический период обращения, сутки	Наклонение орбиты, градусы[1)]	Эксцентрисистет орбиты	Размеры спутника (радиус или полуоси), км	Масса, 10^{24} г	Плотность, г/см^3	Визуальная звездная величина	Визуальное сферическое альбедо [2)]	Год открытия
	Тритон	355,3	5,88	157E	0,001	1353	$2{,}1 \cdot 10^{25}$	2,06	13,6	0,83	1846
	Нереида	5510	360,13	28E	0,75	170			18,7	0,22	1949
Плутон	Харон	19640	6,39	96,56P	0,0001	593	$8{,}8 \cdot 10^{23}$	1,0	17	0,26	
1											

[1)] E — к плоскости эклиптики, P — к плоскости экватора планеты, B — к плоскости орбиты планеты.

[2)] При вычислении сферического альбедо всех спутников, кроме Титана, было использовано «лунное» значение фазового интеграла (см. примечание к табл. 2). Для Титана этот парамет принимался таким же, как для Венеры.

* В 1999–2000 гг. было открыто много новых небольших спутников Юпитера (11), Сатурна (12) и Урана (6). Их характеристики пока не известны, и в табл. 3 они не включены.

Таблица 4. Среднегодовые числа Вольфа

Год	Среднее	Год	Среднее	Год	Среднее
1749	80,9	1790	89,9	1831	47,8
1750	83,4	1791	66,6	1832	27,5
1751	47,7	1792	60,0	1833	8,5
1752	47,8	1793	46,9	1834	13,2
1753	30,7	1794	41,0	1835	56,9
1754	12,2	1795	21,3	1836	121,5
1755	9,6	1796	16,0	1837	138,3
1756	10,2	1797	6,4	1838	103,2
1757	32,4	1798	4,1	1839	85,8
1758	47,6	1799	6,8	1840	63,2
1759	54,0	1800	14,5	1841	36,8
1760	62,9	1801	34,0	1842	24,2
1761	85,9	1802	45,0	1843	10,7
1762	61,2	1803	43,1	1844	15,0
1763	45,1	1804	47,5	1845	40,1
1764	36,4	1805	42,2	1846	61,5
1765	20,9	1806	28,1	1847	98,5
1766	11,4	1807	10,1	1848	124,3
1767	37,8	1808	8,1	1849	95,9
1768	69,8	1809	2,5	1850	66,5
1769	106,1	1810	0,0	1851	64,5
1770	100,8	1811	1,4	1852	54,2
1771	81,6	1812	5,0	1853	39,0
1772	66,5	1813	12,2	1854	20,6
1773	34,8	1814	13,9	1855	6,7
1774	30,6	1815	35,4	1856	4,3
1775	7,0	1816	45,8	1857	22,8
1776	19,8	1817	41,1	1858	54,8
1777	92,5	1818	30,4	1859	93,8
1778	154,4	1819	23,9	1860	95,7
1779	125,9	1820	15,7	1861	77,2
1780	84,8	1821	6,6	1862	59,1
1781	68,1	1822	4,0	1863	44,0
1782	38,5	1823	1,8	1864	47,0
1783	22,8	1824	8,5	1865	30,5
1784	10,2	1825	16,6	1866	16,3
1785	24,1	1826	36,3	1867	7,3
1786	82,9	1827	49,7	1868	37,3
1787	132,0	1828	62,5	1869	73,9
1788	130,9	1829	67,0	1870	139,1
1789	118,1	1830	71,0	1871	111,2

Продолжение таблицы 4

Год	Среднее	Год	Среднее	Год	Среднее
1872	101,7	1915	47,4	1958	184,8
1873	66,3	1916	57,1	1959	159,0
1874	44,7	1917	103,9	1960	112,3
1875	17,1	1918	80,6	1961	53,9
1876	11,3	1919	63,8	1962	37,5
1877	12,3	1920	37,6	1963	27,9
1878	3,4	1921	26,1	1964	10,2
1879	6,0	1922	14,2	1965	15,1
1880	32,2	1923	5,8	1966	47,0
1881	54,0	1924	16,7	1967	93,8
1882	59,7	1925	44,3	1968	105,9
1883	63,7	1926	63,9	1969	105,5
1884	63,5	1927	69,0	1970	104,7
1885	52,2	1928	77,8	1971	66,6
1886	25,4	1929	65,0	1972	68,9
1887	13,1	1930	35,7	1973	38,0
1888	6,8	1931	21,2	1974	34,5
1889	6,3	1932	11,1	1975	15,5
1890	7,1	1933	5,7	1976	12,6
1891	35,6	1934	8,7	1977	27,5
1892	73,0	1935	36,1	1978	92,5
1893	84,9	1936	79,7	1979	155,4
1894	78,0	1937	114,4	1980	154,6
1895	64,0	1938	109,6	1981	140,4
1896	41,8	1939	88,8	1982	115,9
1897	26,2	1940	67,8	1983	66,6
1898	26,7	1941	47,5	1984	45,9
1899	12,1	1942	30,6	1985	17,9
1900	9,5	1943	16,3	1986	13,4
1901	2,7	1944	9,6	1987	29,2
1902	5,0	1945	33,2	1988	100,2
1903	24,4	1946	92,6	1989	157,6
1904	42,0	1947	151,6	1990	142,6
1905	63,5	1948	136,2	1991	145,7
1906	53,8	1949	135,1	1992	94,3
1907	62,0	1950	83,9	1993	54,6
1908	48,5	1951	69,4	1994	29,9
1909	43,9	1952	31,4	1995	17,5
1910	18,6	1953	13,4	1996	8,6
1911	5,7	1954	4,4	1997	21,5
1912	3,6	1955	38,0	1998	64,3
1913	1,4	1956	141,7	1999	93,3
1914	9,6	1957	189,9	2000	118,2

Таблица 5. Созвездия, их названия и обозначения

Русское название	Латинское название	Окончание родительного падежа	Обозначение	Положение
Андромеда	Andromeda	Andromedae	And	N
Близнецы	Gemini	Geminorum	Gem	Z
Большая Медведица	Ursa Major	Ursae Majoris	UMa	N
Большой пес	Canis Major	Canis Majoris	CMa	
Весы	Libra	Librae	Lib	Z
Водолей	Aquarius	Aquarii	Aqr	Z
Возничий	Auriga	Aurigae	Aur	N
Волк	Lupus	Lupi	Lup	S
Волопас	Bootes	Bootis	Boo	
Волосы Вероники	Coma Berenices	Comae Berenices	Com	
Ворон	Corvus	Corvi	Crv	
Геркулес	Hercules	Herculis	Her	
Гидра	Hydra	Hydrae	Hya	
Голубь	Columba	Columbae	Col	S
Гончие псы	Canes Venatici	Canum Venaticorum	CVn	N
Дева	Virgo	Virginis	Vir	Z
Дельфин	Delphinus	Delphini	Del	
Дракон	Draco	Draconis	Dra	N
Единорог	Monoceros	Monocerotis	Mon	
Жертвенник	Ara	Arae	Ara	S
Живописец	Pictor	Pictoris	Pic	S
Жираф	Camelopardalis	Camelopardalis	Cam	N
Журавль	Grus	Gruis	Gru	S
Заяц	Lepus	Lepporis	Lep	
Змееносец	Ophiuchus	Ophiuchi	Oph	
Змея	Serpens	Serpentis	Ser	
Золотая рыба	Dorado	Doradus	Dor	S
Индеец	Indus	Indi	Ind	S
Кассиопея	Cassiopeia	Cassiopeiae	Cas	N
Кентавр	Centaurus	Centauri	Cen	S
Киль	Carina	Carinae	Car	S
Кит	Cetus	Ceti	Cet	
Козерог	Capricornus	Capricorni	Cap	Z
Компас	Pyxis	Pyxidis	Pyx	
Корма	Puppis	Puppis	Pup	
Лебедь	Cygnus	Cygni	Cyg	N
Лев	Leo	Leonis	Leo	Z
Летучая рыба	Volans	Volantis	Vol	S
Лира	Lyra	Lyrae	Lyr	N
Лисичка	Vulpecula	Vulpeculae	Vul	
Малая Медведица	Ursa Minor	Ursae Minoris	UMi	N
Малый конь	Equuleus	Equuley	Equ	
Малый Лев	Leo Minor	Leonis Minoris	LMi	

Продолжение таблицы 5

Русское название	Латинское название	Окончание родительного падежа	Обозначение	Положение
Малый пес	Canis Minor	Canis Minoris	CMi	
Микроскоп	Microscopium	Microscopii	Mic	S
Муха	Musca	Muscae	Mus	S
Насос	Antlia	Antliae	Ant	S
Наугольник	Norma	Normae	Nor	S
Овен	Aries	Arietis	Ari	Z
Октант	Octans	Octantis	Oct	S
Ореол	Aquila	Aquilae	Aql	
Орион	Orion	Orionis	Ori	
Павлин	Pavo	Pavonis	Pav	S
Паруса	Vela	Velorum	Vel	S
Пегас	Pegasus	Pegasi	Peg	
Персей	Perseus	Persei	Per	N
Печь	Fornax	Fornacis	For	
Райская птица	Apus	Apodis	Aps	S
Рак	Cancer	Cancri	Cnc	Z
Резец	Caelum	Caeli	Cae	S
Рыбы	Pisces	Piscium	Psc	Z
Рысь	Lynx	Lynncis	Lyn	N
Северная корона	Corona Borealis	Coronae Borealis	CrB	
Секстант	Sextans	Sextantis	Sex	
Сетка	Reticulum	Reticuli	Ret	S
Скорпион	Scorpius	Scorpii	Sco	Z
Скульптор	Sculptor	Sculptoris	Scl	
Столовая Гора	Mensa	Mensae	Men	S
Стрела	Sagitta	Sagittae	Sge	
Стрелец	Sagittarius	Sagittarii	Sgr	Z
Телескоп	Telescopium	Telescopii	Tel	S
Телец	Taurus	Tauri	Tau	Z
Треугольник	Triangulum	Trianguli	Tri	
Тукан	Tucana	Tucanae	Tuc	S
Феникс	Phoenix	Phoenicis	Phe	S
Хамелеон	Chameleon	Chameleontis	Cha	S
Цефей	Cepheus	Cephei	Cep	N
Циркуль	Circinus	Circini	Cir	S
Часы	Horologium	Horologii	Hor	S
Чаша	Crater	Crateris	Crt	
Щит	Scutum	Scuti	Sct	
Эридан	Eridanus	Eridani	Eri	
Южная Гидра	Hydrus	Hydri	Hyi	S
Южная Корона	Corona Australis	Coronae Australis	CrA	S
Южная Рыба	Piscis Austrinus	Piscis Austrini	PsA	
Южный Крест	Crux	Crucis	Cru	S
Южный Треугольник	Triangulum Australe	Trianguli Australis	TrA	S
Ящерица	Lacerta	Lacertae	Lac	N

Таблица 6. 50 самых близких звезд

Звезда	α_{1950}	δ_{1950}	V	S_p	$\pi'' \times 1000$	r, пк	μ г	Θ	V_r, км/с	M_V	$L_V(\odot = 1)$
Солнце	—	—	$-26{,}73^m$	G2V	—	—	—	—	—	$+4{,}83^m$	1
Проксима (α Cen C)	$14^h26{,}3^m$	$-62°28'$	$+11{,}05v$	M5eV	762	1,32	3, 85″	282°	− 16	$+15{,}45v$	0,000056
α Cen A	14 36,2	−60 38	0,32	G2V	754	1,34	3,86	281	$-22v$	+ 4,76	1,06
α Cen B	14 36,2	−60 38	1,72	K4V	754	1,34	3,86	281	− 22	6,16	0,293
Барнарда	17 55,4	+04 33	9,54	M5V	552	1,81	10,31	356	−108	13,25	0,000427
Вольф 359	10 54,1	+07 19	$13{,}53v$	M8eV	431	2,33	4,71	235	+ 13	$16{,}68v$	0,000018
+36°2147	11 00,5	+36 18	7,50	M2V	402	2,50	4,78	187	− 86	10,49	0,0053
α CMA A (Сириус)	6 42,9	−16 39	−1,46	AIV_m	377	2,66	1,33	204	$-8v$	1,46	22,2
α CMA B	6 42,9	−16 39	8,67	DA5	377	2,66	1,33	204	—	11,55	0,00204
L 726–8A	1 36,4	−18 13	12,45	M5, 6eV	365	2,73	3,36	80	+ 29	15,27	0,000067
L 726–8B	1 36,4	−18 13	$12{,}95v$	dM6e	365	2,73	3,36	80	+ 29	$15{,}8v$	0,000041
Росс 154	18 46,7	−23 53	$10{,}6v$	dM4e	345	2,90	0,72	103	− 4	$13{,}3v$	0,00041
Росс 248	23 39,4	+43 55	12,29	dM6e	317	3,16	1,59	176	− 81	14,80	0,000102
ε Eri	3 30,6	−09 38	3,73	K2V	305	3,30	0,98	271	+ 16	6,13	0,030
L 789–6	22 35,8	−15 36	12,18	dM7e	303	3,30	3,26	46	− 60	14,60	0,00012
Росс 128	11 45,1	+01 06	11,10	M4V	301	3,32	1,37	151	− 13	13,50	0,00034
61 Cyg A	21 04,7	+38 30	5,22	K3, 5V	292	3,40	5,21	52	− 64	7,58	0,080
61 Cyg B	21 04,7	+38 30	6,03	K4, 7V	292	3,40	5,21	52	− 64	8,39	0,038
ε Ind	21 59,6	−57 00	4,68	K3V	291	3,44	4,69	123	− 40	7,00	0,135
α CMi A	7 36,7	+05 21	0,37	F5IV–V	287	3,49	1,25	214	$-3v$	2,64	7,5
α CMi B	7 36,7	+05 21	10,37	DF	287	3,49	1,25	214	—	13,0	0,00054
+59°1915 A	18 42,2	+59 33	8,90	M3, 0V	283	3,53	2,30	324	+ 0	11,15	0,0030
+59°1915 B	18 42,2	+59 33	9,69	dM5	283	3,53	2,28	324	+ 10	11,94	0,00143
+43°44 A	0 15,5	+43 44	8,07	M1V	282	3,55	2,90	82	$+13v$	10,32	0,0064

Продолжение таблицы 6

Звезда	α_{1950}	δ_{1950}	V	S_p	$\pi'' \times 1000$	r, пк	μ г	Θ	V_r, км/с	M_V	$L_V(\odot = 1)$
+53°44 B	0 15,5	+43 44	11,04	M6V	282	3,55	2,90	82	+ 20	13,29v	0,00041
−36°15693	23 02,6	−36 08	7,36	M2V	279	3,58	6,90	79	+ 10	9,59v	0,0124
τ Cet	$1^h41,7^m$	−16°12′	3,50	G8pVI	273	3,62	1,91″	297	− 16	$5,72^m$	0,442
+5°1668 CMi	7 24,7	+05 23	9,82	dM5	268	3,72	3,73	171	+ 26	11,98	0,0014
L 725–32	1 10,0	−17 17	11,6	dM2e	261	2,83	1,36	—	—	13,4	0,00037
−39°14192	21 14,3	−39 04	6,67	M0V	260	3,84	3,46	250	+ 21	8,75	0,027
Каптейна	5 09,7	−45 00	8,81	sdM0	256	3,90	8,81	131	+245	10,85	0,0039
Крюгер 60A	22 26,2	+57 27	9,85	M3V	253	3,95	0,86	247	−26	11,87	0,0014
Крюгер 60B	22 26,2	+57 27	11,3v	M4eV	253	3,95	0,86	247	−26	13,3v	0,00041
Росс 614 A	6 26,8	−02 46	11,17	dM7e	250	4,00	0,99	131	+ 24	13,16	0,00046
Росс 614 B	6 26,8	−02 46	14,8	(M)	250	4,00	0,99	131	+ 24	16,8	0,000016
−12°4523	16 27,5	−12 32	10,12	dM5	249	4,01	1,18	180	− 13v	12,06	0,000128
Маанена 2	0 46,4	+05 09	12,37	DG	236	4,24	2,97	153	+54	14,26	0,00017
Вольф 424 A	12 30,9	+09 18	13,16	dM6e	230	4,35	1,75	278	− 5	14,98	0,000087
Вольф 424 B	12 30,9	+09 18	13,4	dM7e	230	4,35	1,75	278	− 5	15,2	0,000071
−37°15492	0 02,5	−37 36	8,63	M4V	225	4,43	6,09	112	+ 23	10,39	0,0060
+50°1725	10 08,3	+49 42	6,59	K7V	219	4,55	1,45	249	− 26	8,32	0,040
−46°11540	17 24,9	−46 51	9,36	M4	216	4,63	1,10	138	—	11,03	0,0033
−49°13575	21 30,2	−49 13	8,67	M1V	214	4,68	0,81	184	+ 8	10,32	0,0064
−44°11909	17 33,5	−44 17	11,2	M5	213	4,70	1,16	218	—	12,8	0,00064
L 1159–16	1 57	+12 50	12,27v	M8	212	4,72	2,08	—	—	13,91v	0,00023
+68°946	17 36,7	+68 23	9,15	M3, 5V	209	4,78	1,32	196	−22	10,79	0,0041
−15°6290	22 50,6	−14 31	10,17	dM5	207	4,83	1,15	120	+9	11,77	0,0017
L 145–141	11 43 0	−64 33	11,44	DA	206	4,85	0,68	99	—	13,01	0,00053
+15°2620	13 43,2	+15 10	8,50	M4V	205	4,86	2,30	129	+15	10,02	0,00084
σ_2 Eri A и B	4 13,0	−07 44	4,42	K1V	205	4,86	4,08	213	−42	6,0	0,343

Таблица 7. Список важнейших объектов, доступных наблюдениям в небольшой телескоп в умеренных широтах

Номер по каталогу Мессье	Номер по каталогу NGC	Созвездие	Зв. вел.	α	δ	Тип	Название
35	2168	Gem январь	6^m	6^h08^m	21°21′	РС	
50	2323	Mon ≫	7	7 02	−08 19	РС	
47	2422	Pup ≫	5	7 36	−14 27	РС	
46	2437	≫ ≫	7	7 41	−14 46	РС	
93	2447	≫ ≫	6	7 44	−23 49	РС	
44	2632	Cnc февраль	4	8 39	20 04	РС	Ясли
48	2548	≫ ≫	6	8 13	−05 43	РС	
81	3031	UMa март	7	9 54	69 08	СГ	
82	3034	≫ ≫	9	9 54	69 47	НГ	Неправильная галактика
97	3587	≫ ≫	11	11 14	55 08	ПТ	Сова
101	5457	≫ ≫	8	14 03	54 27	СГ	
104	4594	Vir апрель	8	12,37	−11 21	СГ	Сомбреро
60	4649	≫ ≫	9	12 43	11 41	ЭГ	
53	5024	Com ≫	8	13 12	18 17	ШС	
94	4736	CVn ≫	8	12 50	41 14	СГ	
51	5194	≫ ≫	8	13 29	47 18	СГ	Водоворот, красивый объект
3	5272	≫ ≫	6	13 41	28 29	ШС	
68	4590	Hya ≫	8	12,38	−26 38	РС	
5	5904	Ser май	6	15,18	02 11	ШС	Одно из старейших
13	6205	Her июнь	6	16,41	36 30	ШС	
92	6341	≫ ≫	6	17 17	43 10	ШС	
12	6218	Oph ≫	7	16 46	−01 55	ШС	
14	6402	≫ ≫	8	17 37	−03 14	ШС	
102	5866	Dra ≫	8	15 05	55 57	СГ	С ребра
23	6494	Sgr июль	6	17,56	−19 00	РС	
20	6514	≫ ≫		18 01	−23 02	ДТ	Трехраздельная
21	6531	≫ ≫	7	18 03	−22 30	РС	
17	6618	≫ ≫	7	18 20	−16 20	ДТ	Омега (Подкова)
28	6626	≫ ≫	7	18 23	−24 52	ШС	
25	4725	≫ ≫	6	18 31	−19 16	РС	
22	6656	≫ ≫	5	18 35	−23 55	ШС	
57	6720	Lyr июль	9^m	18^h53^m	33°01′	ПТ	Кольцевая
56	6779	≫ ≫	8	19 16	30 08	ШС	
71	6838	Sgr август	7	19 53	18 44	ШС	

Продолжение таблицы 7

Номер по каталогу Мессье	Номер по каталогу NGC	Созвездие	Зв. вел.	α	δ	Тип	Название
11	6705	Sct ≫	7	18 50	− 06 18	РС	Дикая Утка
27	6853	Vul ≫	8	19 59	22 40	ПТ	Гантель
16	6611	Ser ≫	7	18,18	−13 48	РС	
	6960	Cyg ≫		20 45	30 38		Волокнистая
	6992–95	Cyg ≫		20 55	31 30		Петля в Лебеде
39	7092	≫ ≫	6	21 32	48 21	РС	
2	7089	Aqr ≫	6	21 32	− 00 54	ШС	
52	7654	Cas сентябрь	7	23 23	61 29	РС	
103	581	≫ ≫	7	01 32	60 35		
31	224	And октябрь	4	00 42	41 09	СГ	Туманность Адромеды
32	221	≫ ≫	9	00 42	40 45	ЭГ	Спутник М31
33	598	Tri ≫	6	01 33	30 33	СГ	Член местной группы
	869	Per ноябрь	2	02 18	57 04	РС	χ и h Персея
	884						
34	1039	Per октябрь	6	02 41	42 43	РС	
		Tau декабрь		04 14	15 23	РС	Гиады
42	1976	Ori ≫		05 34	−05 24	ДТ	Туманность Ориона
43	1982	Ori ≫		05 35	−05 18	ДТ	≫
	434	Ori ≫		05 39	−02 26	ТТ	Конская голова
78	2068	≫ ≫		05 46	00 02	ДТ	
45		Tau ≫	2	03 46	24 23	РС	Плеяды
1	1952	≫ ≫	11	05 33	22 01	ЭТ	Крабовидная туманность
38	1912	Aur ≫	6	05 27	35 48	РС	
36	1960	≫ ≫	6	05 35	34 05	РС	
37	2099	≫ ≫	6	05 52	32 33	РС	

Примечание: РС — рассеянное звездное скопление. ШР — шаровое звездное скопление. ПТ— планетарная туманность. ЭТ — эмиссионная газовая туманность. ДТ — диффузная тумманость. СГ — спиральная галактика. ЭГ — эллиптическая алактика. НГ — неправильная галактика.

Таблица 8. Список некоторых ярких двойных звезд с резким различием цветов

Название	Звездные величины	Расстояние	Цвет	α	δ
γ And	$2{,}3^m$ $5{,}1^m$	$9{,}8''$	Ж, з	2^h $00{,}8^m$	$+42°05'$
ε Boo	2,7 5,1	3,0	Ж, з	14 42,8	+27 17
α CVn	2,9 5,6	20,0	Ж, ф	12 53,7	+38 35
α Sco	0,9 6,8	3,4	К, з	16 26,3	−26 19
β Sco	2,6 5,1	13,6	Б, ж	16 02,5	−19 40
β Cyg	3,1 5,4	34,5	Ор, гол.	19 28,7	+27 51

Таблица 9. Крупнейшие оптические телескопы мира

Диаметр объектива, м	Обсерватория	Местонахождение	Год начала работы
		Рефлекторы	
10,0	Кек-2	Мауна-Кеа, Гавайи, США	1996
10,0	Кек-1	Мауна-Кеа, Гавайи, США	1992
9,2	Мак-Дональд	Техас, США	1997
8,3	Национальная Японии	Гавайи, США	1999
8,2	Европейская южная	гора Серра-Паранал, Чили	1998
8,2	Европейская южная	гора Серра-Паранал, Чили	1999
8,2	Европейская южная	гора Серра-Паранал, Чили	2000
8,2	Европейская южная	гора Серра-Паранал, Чили	2001
8,1	Джемини-Север	Мауна-Кеа, Гавайи, США	1999
6,5	Аризонского ун-та	гора Хопкинс, Аризона	1999
6,0	Специальная астрофизическая АН России	стан. Зеленчукская, Россия	1976
5,0	Паломарская	гора Паломар, Калифорния	1950
$1,8 \times 6 = 4,5$	Аризонского ун-та	гора Хопкинс, Аризона	1979
		Рефракторы	
1,02	Йеркская	Уильямс Бэй, Висконсин	1897
0,91	Ликская	гора Гамильтон, Калифорния	1888
0,83	Парижская	Медон, Франция	1893
0,81	Астрофизическая	Потсдам, Германия	1899
0,76	Обсерватория в Ницце	Франция	1880
0,76	Пулковская	Санкт-Петербург	1885 (погиб в 1941)
0,76	Аллегенская	Питтсбург, Пенсильвания	1917
		Солнечные	
1,60	Китт-Пик	Тусон, Аризона	1962
1,50	Сакраменто-Пик	Санспот, Нью-Мексико	1969
1,00	Крымская астрофизическая	Научный, Бахчисарай, Украина	1975
0,90	Китт-Пик	Туссон, Аризона	1962
0,90	Междунар. Тейде	Изанья, г. Пико-дель-Тейде, о. Тенерифе (Канары, Испания)	2001
0,70	Китт-Пик	Туссон, Аризона	1973
0,70	Институт физики Солнца им. Кипенхоера, ФРГ	о. Тенерифе (Канары, Испания)	1988
0,66	Митака	Токио, Япония	1920

Перевод единиц СГС в СИ

В астрономической литературе допускается применение системы СГС, в которой основными единицами являются: сантиметр, грамм и секунда. Поэтому ниже приводится таблица для перевода встречающихся в данной книге единиц СГС в общепринятую систему единиц СИ, в которой основными единицами являются: килограмм, метр, секунда, ампер, кельвин и кандела:

$1\ \text{см} = 10^{-2}\ \text{м}$	$1\ \text{г} = 10^{-3}\ \text{кг}$	$1\ \text{дин/см}^2 = 0{,}1\ \text{Н/м}^2$
$1\ \text{эрг} = 10^{-7}\ \text{Дж}$	$1\ \text{эрг/с} = 10^{-7}\ \text{Вт}$	$1\ \text{кал} = 4{,}1868\ \text{Дж}$
$1\ \text{Гс} = 10^{-4}\ \text{Т}$	$1\ \text{Э} = 10^{3}\ \text{А/м}$	$1^\circ\ \text{С} = 1\ \text{К}.$

Некоторые числа, важные для запоминания

Физические постоянные

Скорость света в вакууме	$3{,}00 \cdot 10^{10}$	см/с
Постоянная гравитации	$6{,}67 \cdot 10^{-8}$	$\text{см}^3/(\text{г} \cdot \text{с}^2)$
Постоянная Планка	$6{,}63 \cdot 10^{-27}$	эрг · с
Постоянная Больцмана	$1{,}38 \cdot 10^{-16}$	эрг/К
Постоянная плотности излучения	$7{,}57 \cdot 10^{-15}$	$\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{К})$
Число Авогадро	$6{,}02 \cdot 10^{23}$	1/моль
Универсальная газовая постоянная	$8{,}3 \cdot 10^{7}$	эрг/(К · моль)
Единица энергии 1 эВ	$1{,}60 \cdot 10^{-12}$	эрг
Масса протона	$1{,}67 \cdot 10^{-24}$	г
Масса электрона	$9{,}11 \cdot 10^{-28}$	г
Отношение масс протон/электрон	1836	
Заряд протона	$4{,}80 \cdot 10^{-10}$	ед. СГСЭ
Потенциал ионизации водорода	13,6	В

Астрономические постоянные

Астрономическая единица	$150 \cdot 10^{6}$	км
Парсек = 3,26 светового года	$3{,}08 \cdot 10^{13}$	км
Тропический год	365,2422	ср. солн. сут
Число секунд в году	$3{,}16 \cdot 10^{7}$	с
Экваториальный радиус Земли	6378	км
Сжатие Земли	1/30	
Наклон эклиптики к экватору	$23^\circ 26'$	
Постоянная аберрации	$20{,}5''$	
Годичная прецессия по долготе	$50{,}3''$	
Масса Солнца	$2{,}00 \cdot 10^{33}$	г
Масса Земли	$5{,}98 \cdot 10^{27}$	г
Отношение масс Солнца и Земли	334 400	
Отношение масс Земли и Луны	81,3	

Указатель

Аберрации внеосевые 204, 205
Аберрация (смещение) светил 109, 110
— сферическая и хроматическая 204
Адамс Дж. 92
Адаптация глаза 212
Адрастея 506
Азимут 24
— астрономический и геодезический 24
— земного предмета, определение 148, 149
Азимуты точек восхода и захода светил 28, 57
Аккреция 303, 321, 329, 361, 392, 434
Аккумуляция твердых тел 361
Алголь 18, 369, 429, 435
Альбедо сферическое 305
Альдебаран 374
«Альмагест» 62
Альмукантарат 22, 24
Аль-Баттани 12
Альтиметрия 102
Амальтея 506
АМС *см.* Станции автоматические межпланетные
Анаксагор 72
Анализаторы 191
Ананке 506
Анод фотоэлемента 214
Аномалия истинная 69
— средняя и эксцентрическая 69, 70
Антенны радиотелескопов 220
Антиапекс 448, 449
Апекс движения наблюдателя 110
— Солнечной системы 449
Апоастр 367
Апогей 94, 95, 97
Аппараты космические (КА) 94, 97–100, 154, 229, 291, 292, 335, 350
— —, движение 97, 98
— орбитальные 292, 330
— спускаемые (СА) 12, 230, 292
Апсид линия 67
Аристарх Самосский 11, 287
Ариэль 508
Арктур 374
Ассоциации звездные 444
Астеносфера 318
Астероиды (малые планеты) 16, 92, 290, 346, 347
—, главный пояс 347
—, изучение по фотографиям 346
—, расстояние от Солнца 347
— «троянцы» и «греки» 347
Астроблемы 297
Астрограф 153
«Астроклимат» 210
Астролябия призменная 135
Астрометрия 10
—, новые методы 164
— фотографическая 153
— фундаментальная, задачи 140, 149
«Астрон» 211
Астрономия 9
— баллонная 168
— внеатмосферная 168
— звездная 11
— инфракрасная 224, 225
— нейтринная 12, 168, 227, 229, 417
— практическая 13, 132, 139
—, практическое значение 139
— радиолокационная 104, 224
— рентгеновская 168
— субмиллиметровая 226
— сферическая 18
— теоретическая 10, 70
Астроспектроскопия 168
Астрофизика 10, 168
— теоретическая и практическая 168
Астрофотография 168
Астрофотометрия 168, 172
Атмосфера верхняя, свечение 190, 210
— однородная, высота 261
Атмосферы планет, циркуляция 301, 303
Афелий 67
Ахромат 204
Аэрозоль в атмосферах 303

База радиоинтерферометра 164, 395
Базис в триангуляции 102

«Балдж» 443, 468, 473
Бальмера серия 189
Бальмеровский континуум 189
Барстеры 434
Бассейны на планетах 297
Белинда 508
Бессель Ф. 109
Бетельгейзе 18, 374, 383, 384, 387
Бианка 508
Биосфера 293, 334
Бируни 12
Блеск, кривая 369
БМО *см.* Магеллановы Облака
Болиды 13, 354, 355
Болометр 170, 211, 224
Болометрическая поправка 378, 379
Большой взрыв 500
Боннское обозрение неба 157
Браге Тихо 66, 416
Брадлей Э. 109, 157
Бруно Дж. 66
Брэккета серия 189
Бэбкок 286, 287
Бюффон Ж. 358

Вега 18, 115, 176, 374
«Вега-1» и «Вега-2» 229, 230, 232, 233, 317, 349, 351
Векторы, произведения векторное и скалярное 78
Величина звездная 175
— — болометрическая, визуальная (видимая), фотографическая, фотоэлектрическая 378
Венера 290–293, 298, 312, 313
—, альбедо сферическое 317
—, атмосфера 298–300, 313–315
—, вращение 313
—, давление на поверхности 315
—, движение попятное 60, 61
—, диаметр угловой 312
—, длительность суток 313
—, звездная величина 505
—, ионосфера 317
—, исследование космическими аппаратами 314, 316
—, климат 315
—, количество воды 293, 303
—, магнитное поле 307, 317
—, масса 312
—, наклонение экватора к эклиптике 313
—, облака 303, 313
—, парниковый эффект 316
—, периоды вращения и обращения 313
—, поверхность 312–314
—, радиоизлучение 316
—, радиолокация 297, 313
—, радиус 313
—, расстояние от Солнца 63, 504
—, температура атмосферы 315–317
—, — на поверхности 316
—, эксцентриситет орбиты 67
—, ядро 293
Вертикал (вертикальный круг) 23
— первый (восточный и западный) 23
Вертикальная (отвесная) линия в системе небесных координат 22
— (отвесная) линия на Земле 21
Весна, начало 31
Веста 346, 347
Ветер солнечный 276, 307, 310, 361
Взаимодействие гравитационное 77
— сильное и слабое 77
— электромагнитное 77
Водород нейтральный, монохроматическое излучение 173, 235, 262, 271, 462
— —, распределение в Галактике 460, 462
—, распространенность в природе 199, 201
Возбуждение атомов 200, 301
Возмущения в движении тел 85, 86
Востока точка 23, 27
Восход и заход, вычисление моментов времени 53, 56, 57
— — — светил 9, 19, 27
Восхода точка 19, 27
Восхождение прямое 25
Вращение обратное 313
— синхронное 323
Времена года 11, 111
Время 34
— абсолютное 34, 70
— барицентрическое динамическое 120
— всемирное (среднее гринвичское) 42
— — координированное 119
— гринвичское 141
— декретное 44
— динамическое 120
—, единицы измерения 35
— звездное 35
— —, определение 36
— летнее 43, 44
— международное атомное 119
— местное 42
— поясное 42, 43
—, принципы измерения 34
— свободного падения 391
—, системы счета 11, 35, 42
— солнечное истинное 35, 37
— — среднее 35

— — — гринвичского меридиана 119
— среднее — то же, что время солнечное среднее 35
— — «астрономическое» и «гражданское» 38
— точное, определение 26, 134
—, шкалы 34, 119
Вселенная 7, 10, 14, 16, 491
—, «возраст» 495, 501
— «горячая» 496, 497
—, излучение 16, 497
—, масштабы 14, 15, 493
—, модель 168, 493, 495
—, нестационарность 495, 496
—, однородность и изотропия 492
—, расширение 470, 476, 488, 495
—, этапы эволюции 498, 499
Вспышка гелиевая на звезде 404
Вспышки на Солнце 281, 396
— новых и сверхновых звезд 213, 413, 416, 418, 466
Вулканы на небесных телах 295, 342
Высота 24
— однородной атмосферы 298
— полуденная 19, 31
— полюса мира, зависимость от широты 26
— светил в кульминации 28
— —, зависимость от координат 26
Вычисления редукционные 156

Газ вырожденный 179, 180, 422
— корональный Галактики 460
— межзвездный 224, 390, 456, 461
Галактика («наша Галактика») 14, 438
—, «балдж» 443, 468
—, ветви (рукава) 444, 460, 473
—, вращение 155, 449, 450
—, — дифференциальное 451
—, газ корональный 459, 460, 478
—, гало 439, 443, 444
—, гамма-излучение 467
—, диаметр 443, 465, 466
—, диск звездный 444
—, излучение электромагнитное 464
—, классификация 472
—, корона 464, 466
—, магнитное поле 456
—, масса 449, 451
—, межзвездная среда 438
—, область вблизи центра 443, 469
—, общая структура 443, 468
—, подсистемы (составляющие) плоская и сферическая 439
—, распределение нейтрального водорода 462
—, рукава (ветви) спиральные 444, 460
—, структура 443, 468
—, цельное сгущение (ядро) 443
—, эволюция 402, 447
—, экватор 443
Галактики 14, 439, 472
—, активность ядер 483
—, «балдж» 473
—, бар 473
— взаимодействующие 474, 475
—, возраст 488
—, вращение 475, 480
—, диск звездный 473
— линзовидные 473, 474
—, магнитные поля 477, 480
—, массы 480, 481
— неправильные 473, 474
—, определение расстояний 475, 476
—, плоская и сфероидальная составляющие 473
—, пространственное распределение 487, 488
—, размеры линейные 480
—, светимость 480
— сейфертовские 484
—, скопления 14, 487
— спиральные 473
—, эволюция 488, 489
— эллиптические 473
—, ядра 475
Галилей Г. 12, 66, 70, 71, 78, 92, 202, 287, 288, 290, 323, 344
Галле Г. 92
Галлей Э. 349
Гамма-астрономия 168
Гамма-излучение 169, 171, 417
— Галактики 467
Ганимед 294, 295, 342, 506
Гаусс К.Ф. 73, 346
Гелий, распространенность в природе 190, 199–201
Гелиосейсмология 256, 259
Гендерсон Т. 109
Геодезия космическая спутниковая 160
Геоид 103
Герцшпрунг Х. 380
Гершель У. 92, 442
Гетеросфера 298
Гидальго 347
Гидросфера 293, 303
Гималия 506
Гиперион 507
Гипотезы космогонические 358, 359
Гиппарх 11, 157, 175
Глаз, адаптация 212
—, кривая видности 212

Глобулы 394
Год високосный 45, 46
— галактический 451
— драконический 128
— звездный 35, 65, 116
— календарный 45–47
— простой 46
— световой 16, 104
— тропический 11, 35, 40
Гомопауза 298
Гомосфера 298
Горизонт видимости во Вселенной 492
— видимый 19, 22
— математический (истинный) 22
Горребов П. 142
Гравитация 7, 78
Гранулы и грануляции на Солнце 263
Григорий XIII 46
Гюйгенс Х. 70, 344

Дальнометрия лазерная 161
Двигатель маршевый на АМС 230
Движение возмущенное и невозмущенное 85
— небосвода суточное 19
— планет прямое и попятное 20
Дезактивация 187
Дездемона 508
Деймос 295, 298, 334, 335, 506
Декарт Р. 358
День весеннего равноденствия 31
— зимнего солнцестояния 32
— летнего солнцестояния 32
— осеннего равноденствия 32
— полярный 34, 58
Детекторы газовые ионизационные 227
Дефект массы 247
Деферент 62
Джинс Дж. 358, 359, 390, 392
Джульетта 508
Диаграмма направленности радиотелескопа 222
— спектр—светимость (Герцшпрунга—Рессела) 380, 381, 385, 389
— —, классы светимости 381, 382, 385
— —, последовательность главная 365, 381, 398
— цвет—видимая звездная величина 445, 446
Диаметр светила угловой 107
Диапазон динамический приемника излучения 212
Диона 295, 343, 507
Дионисий 47
Диск турбулентный 210
Дисперсия линейная и угловая 218
Диссипация 265, 301
Дифракция 169, 203
Длина волны эффективная 376
Дни юлианские 48
Долгота восходящего узла 68, 86
— географическая, восточная и западная 21
— —, определение 21
— кэррингтоновская 236
— периастра 367
— перигелия 69, 86
— эклиптическая 31
Доплеровская ширина и полуширина спектральной линии 195
Доплеровское смещение 192–194
Дрейер Й 159, 473

Европа 294, 295, 342, 343, 506
Единица астрономическая 68, 73, 104, 106
Ежегодники астрономические 39, 41, 47, 159

Зависимость период—светимость 382, 406–408, 440
Задача двух тел 78, 82, 84
— — —, уравнение движения 78, 79
— трех и более тел 91
Закон Вебера—Фехнера 175
— всемирного тяготения Ньютона 70, 72, 73
— динамики материальной точки 71
— Кассини 123
— Кирхгофа 186, 188
— Максвелла распределения случайных величин 179
— смещения Вина 185
— сохранения энергии в задаче двух тел 83
— Стефана—Больцмана 185
— Хаббла 470, 476, 477, 493
— Шперера 283, 287
— Эйнштейна 214
Законы Кеплера 66, 67
— механики 70, 114, 149
— Ньютона движения тел 70, 79
Западная точка 19
Затмения, количество в течении сароса 129
— лунные (затмения Луны) 126
— —, количество в году 128
— — полные и частные 126
— — полутеневые 126
— —, условия наступления 126, 128
— солнечные (затмения Солнца) 125
— —, количество в году 127
— — полные и частные 125
— —, полоса тени 125
— —, условия наступления 126, 127
— —, фаза полного затмения 125

Заход светил *см.* Восход и заход светил
Захода точка 19, 27
Звезда, ближайшая к Солнцу 105
— «летящая» Барнарда 154
— Полярная 19, 115, 142, 160, 408
Звездная величина *см.* Величина звездная
— концентрация 446
Звездный ветер 389, 410
— дождь 354
Звезды 14, 364
—, аберрационное смещение 110
—, атмосферы 364, 388
— верхней части главной последовательности 381, 400
— визуально-двойные 366, 368
—, восход и заход 116
— вспыхивающие 386, 396
—, Гарвардская классификация 373
— гиганты 381
— — красные *см.* Звезды красные гиганты
— главной последовательности 365, 381
— главные (часовые) 152
— горячие 187, 190, 381, 389, 399
—, движение видимое 19
—, — относительно Солнца 35, 448
— двойные (оптические и физические) 366
— —, элементы орбиты 367
— долгопериодические переменные 410
—, зависимость звездная величина—температура 380, 382, 385
—, — светимость—масса 385, 386
—, — светимость—радиус 385
— затменные переменные 366, 369
— — —, период переменности 369
—, зоны центральные конвективные 401
—, излучение 172, 375, 376
—, изображения на фотографиях 153
— карлики 381
— — белые 368, 381, 422
— — — желтые и красные 423
— — коричневые 362, 402
—, классы светимости 375, 381
— «коконы» 392, 396
—, коллапс 414, 415, 418, 423
—, короны 389
— красные гиганты, эволюция и переменность 389, 402–404
— — полуправильные переменные 410
—, модели 382, 386, 399–402
— нейтронные 77, 385, 418
— неправильные переменные 407, 410
— нижней части главной последовательности 381, 401
— новые 416, 427, 440
— —, спектр 427, 428
—, обозначения 18, 374
—, оболочки (зоны) наружные конвективные 401
—, образование 364, 404
— опорные 106, 150
—, определение размеров 382, 383
— переменные 364
— — физические 406
—, плотность атмосферы 388
—, — в центре 401, 404, 424
— повторные новые 427, 428
—, полости Роша 426
—, пространственные скорости 431, 441, 448
— пульсирующие переменные 405
—, радиус Шварцшильда гравитационный 425
—, радиусы 56, 374, 375, 382, 384
—, размер фотосферы 388
—, распределение в Галактике 439, 441, 443
—, — на диаграмме Герцшпрунга—Рессела 380
—, — энергии в спектрах 185, 197, 373, 375
—, расстояния, определение 382, 439
—, расширение спектральных линий 194
— рентгеновские 432
— сверхгиганты 381
— сверхновые 359, 413, 440
— — I и II типов 414
— —, остатки вспышек 419, 432
— —, физика вспышек 415, 417
—, светимость 235
— симбиотические 428
—, скорость лучевая 192
—, — тангенциальная 441, 448
—, собственные движения 145, 150, 154
— спектрально-двойные 366, 372
—, спектры 184, 189, 194, 364, 373
— субгиганты 381, 435
— субкарлики 381, 402
—, температура в недрах 396, 398
—, — эффективная 198, 376, 379, 382
— тесные двойные системы, эволюция 365, 425
— типа β Цефея (β Большого Пса) 408
— — δ Цефея 406
— — μ Цефея 410
— — P Лебедя 410
— — RR Лиры 408
— — RV Тельца 409
— — U Близнецов 428
— — UV Кита 386, 396
— — W Девы 406
— — Be 410
— — Вольфа—Райе 411
— — Миры Кита 410

— — Т Тельца 394, 396
— углеродные и циркониевые 374
—, физические условия в недрах 244, 398
—, центральные конвективные зоны 401
— цефеиды 256, 382, 406
—, часовые углы восхода и захода 56
—, шкала эффективных температур 382, 383
—, эволюция с потерей массы 410, 433
—, —, конечные стадии 413, 422, 424, 425
—, —, начальная стадия 390
—, эффект пращи 431, 446
Зеелигер Х. 492
Земля 102, 318
—, астеносфера 318
—, атмосфера 54, 301, 319
—, —, содержание углекислого газа 303, 319
—, внутреннее строение 293, 321
—, вращение 10, 20
—, гидросфера 293, 303
—, движение вокруг Солнца (движение по орбите) 31, 35, 109
—, — полюсов по поверхности 117
—, диаметр тени на расстоянии Луны 125, 126
—, доказательство вращения 112
—, зарождение жизни 334
—, изменения скорости вращения 115, 118
—, климат 322
—, концентрация зарядов в ионосфере 320
—, кора 293
—, кривизна поверхности 102
—, магнитное поле 307, 308, 320
—, магнитосфера и магнитопауза 308
—, мантия 293
—, масса 93, 505
—, мезопауза 300, 320
—, мезопик (стратопауза) 300
—, мезосфера 300, 319
—, наклон оси вращения 31, 111
—, неравномерность вращения 35, 118, 119
—, определение радиуса 101
—, ось вращения 20, 112
—, — —, движение прецессионное и нутационное 114
—, парниковый эффект 305
—, период вращения 34
—, плотность 93
—, полушария северное и южное 19, 20
—, полюса географические северный и южный 20
—, пояса радиационные 307, 308
—, радиусы 21, 55, 89, 93, 103, 505
—, расстояние от Солнца среднее 68, 104
—, сжатие 21, 96
—, скорость движения круговая 68
—, стратомезосфера 299, 300, 319
—, тектоника плит 295
—, температура в центре 293
—, термосфера 300
—, тропосфера 299
—, ускорение гравитацитонное 73
—, форма 20, 21, 55
—, химический состав 298
—, эволюция 321
—, экватор 20
—, экзосфера 300, 301
—, эксцентриситет орбиты 67
—, ядро 293
Зенит 22–24
—, полярное расстояние и склонение 25
Зенитное расстояние 24
— — видимое и истинное 54
— —, вычисление 53
— —, зависимость от координат 24
— — точки в моменты восхода и захода 56
Зенит-телескоп 135
Зима, начало 19, 32
Зодиакальный свет 225, 272, 276, 352
Зоны HI и HII 438
— поддвигания 295, 319

Избыток цвета 453, 454
Излучение абсолютно черного тела 185
— вынужденное 187
— естественное 191
— корпускулярное солнечных вспышек 281
— магнито-тормозное 338
— монохроматическое 173
— нетепловое 275, 281
— поляризованное 191
— равновесное 185
— реальных тел 188
— реликтовое 492, 497
— рентгеновское, наблюдение 274, 389
— синхротронное 305, 338, 466
— слоя оптически толстого 259, 306
— — — тонкого 188, 197
— тепловое 184, 185
— частично поляризованное 192
— электромагнитное 168–170
Изотов А. А. 102
Икар 347
Импульс 71
Инструмент пассажный 132–134
— универсальный 102, 131, 132
Инструменты угломерные 26, 130, 131
Интенсивность 173, 174
Интерферометр звездный 383

— межконтинентальный 395
Ио 295, 342, 506
Ионизация 254, 262, 271, 272, 310, 407
Ионопауза 307
Ионосфера 172, 301, 307
Искривление пространства 495
Искусственные спутники Земли (ИСЗ) *см.* Спутники Земли искусственные
Источник точечный 164, 172, 173
Источники излучения мазерные 395
— рентгеновские 419, 432, 433, 435, 487

КА *см.* Аппараты космические
Календари лунные, лунно-солнечные, солнечные 44
Календарь 11, 39, 44
Каллисто 294, 295, 506
Камера с кодирующей маской 227
— электронная 216
Кандела 176
Кант И. 358, 359
Капелла 18, 435
Карме 506
Кассини Ж. 123
Каталог Стефенсона и Сандулика 435
— Третий Кембриджский 485
Каталоги Мессье и NGC 158, 159
— положений 26, 158
Квадратуры Луны 90, 121, 122
— планет восточная и западная 61
Квазары 224, 483, 485
Квантовый выход 214
Кеплер И. 12, 66–68, 70, 72, 78, 416
Килопарсек 16, 105
Классификация спектральная *см.* Спектральная классификация
— спектральные *см.* Спектральные классы
Классы светимости 381
Клаузиус Р. 85
Колебания Солнца 256, 257
— — глобальные 257
Коллапс 361, 417, 418, 423
Коллиматор трубчатый 217
Колориметрия 168, 375, 377
Кольца планет 344
Кольцо креповое у Сатурна 344
Комета Биэлы 350, 351, 354
— Галлея 229, 230, 233, 349–351
— —, исследование космическими аппаратами 229, 349
— —, масса ядра 349
Кометы 13, 349
—, голова 351
—, движение 349
— долгопериодические 349
—, изучение по фотографиям 349
—, ионосфера 352
—, кома 351
— короткопериодические 349, 350
— периодические 349
—, «семейство Юпитера» 350
—, состав 351
—, хвосты 350–352
—, ядро 233, 349, 351
Комплекс орбитальный «Мир» 228
«Конская Голова» 451
Континуум 188, 420
— бальмеровский 189
Конфигурации планет 64
Концентрация звездная 446
Координаты гелиографические 236
— географические 20, 21, 139
— геоцентрические 55, 70
— небесные 23
— —, изменение при суточном движении Земли 28
— —, переход от одной системы к другой 148
— —, система горизонтальная 22–24, 26
— —, — экваториальная вторая 25, 26
— —, — — первая 24, 26
— —, — эклиптическая 30, 31
— — экваториальные видимые и истинные 145
— — —, методы определения 133, 150
— топоцентрические 55
Коперник Н. 12, 63, 64, 66, 291
Корделия 508
Кордовское обозрение 157
Корональные дыры 275, 276
Коронограф внезатменный 209
Космические аппараты *см.* Аппараты космические
— лучи 227–229, 281
Космогония 357
Космологический принцип 491–493
Космология 77, 168, 491–493
— релятивистская 495
Коэффициент поглощения 183, 184, 186
Красное смещение 193, 194, 372, 406, 423, 476
Красовский Ф. Н. 102
Кратер метеоритный Аризонский 356
Кратеры метеоритные 295, 328
— — на планетах и спутниках 295
Крессида 508
Кривая блеска 369
Кривизна пространства 495, 496
Криосфера 293

Круг вертикальный (вертикал) 23
— — (инструмент) 132
— высоты 23
— меридианный 132
— позиционный (равных высот) 144
— склонения (часовой) 23
— широты 30
Круги небесной сферы большой и малый 109, 154
— полярные 33
Кулоновский барьер 246, 247
Кульминации светил верхняя и нижняя 28
— —, зависимость от координат 28
Лагранж Ж. 91

Лаймана серия 189
Лакрут П. 166
Лаплас П. 358, 359
Леверье У. 92
Леда 506
Лейтон 287
Леониды 354
Лето, начало 32
Летосчисление 48
Либрации Луны 123, 124
Лилио Л. 46
Лимб 131, 235, 267
Линии запрещенные 138, 190
Линия апсид 67
— вертикальная (отвесная) в системе небесных координат 22
— — (отвесная) на Земле 21
— перемены даты 49
— поглощения межзвездные 461
— полуденная 23, 24
— спектральные *см.* Спектральные линии
Лио Б. 209
Лириды 354
Лиситея 506
Ломоносов М. В. 312
Луна 12, 290, 294, 322, 323, 327
—, атмосфера 308
—, возмущающая движение сила 87, 88
—, восход и заход 122, 124
—, вращение 123, 124
—, горы 323
—, движение видимое 11, 121
—, — вокруг Земли 88, 125, 126
—, — перигея орбиты 123, 124
—, — по созвездиям 19
—, — узлов орбиты 121, 123
—, длина тени 125
—, затмения *см.* Затмения лунные
—, звездная величина 506
— «искусственная» 209
—, квадратуры 121
—, кратеры 323
—, либрации 124
—, магнитное поле 328
—, масса 74, 89, 93, 322
—, материки 323
—, моря 323
—, наклон оси вращение 123
—, неравенство 93
—, орбита 72, 119–121, 123
—, —, наклон к плоскости эклиптики 120, 126
—, —, полуось большая 120
—, параллакс горизонтальный 127
—, периоды обращения 72, 120, 122, 123, 323
—, плотность средняя 323
—, поверхность 123, 124
—, радиус 322
—, — угловой 127, 128
—, расстояние от Земли в перигее и апогее 120
—, — — — среднее 120, 128, 322
—, рефракция краев диска 124
—, склонение 121
—, скорость параболическая на поверхности 322
—, теплопроводность грунта 327
—, точки восхода и захода 19
—, узлы орбиты 120, 121, 127, 129
—, уравнение температуры поверхности 327
—, ускорение свободного падения на поверхности 322
—, — центростремительное 72
—, условия видимости 121
—, фазы 121, 122
—, —, повторяемость 122
—, форма 125, 126
—, химический состав 328
—, цирки 323
—, часовой угол точек восхода и захода 56
—, эфемериды 120
—, ядро 328
«Лунотрясения» 328
Луноходы 328
Люкс 176
Люмен 176
Магеллан Ф. 49

Магеллановы Облака Большое (БМО) и Малое (ММО) 407, 416, 427, 472, 482
Магнитные бури 309
Магнитопауза 308
Магнитосфера 293, 307, 308

Мазеры космические 395
Маневр гравитационный КА 98, 310
Марс 290, 293, 329
—, атмосфера 303, 305, 333
—, ветры 297, 334
—, вода 331, 334
—, вулканы 331
—, грунт 298
—, давление атмосферы 334
—, движение попятное 61
—, диаметр угловой 329
—, дюны 297, 331
—, звездная величина 505
—, кратеры 295, 330
—, криосфера 293
—, магнитное поле 293, 310, 331
—, масса 329
—, материки 329
—, моря 329
—, наклон экватора к плоскости орбиты 329
—, парниковый эффект 334
—, период вращения 329
—, полярные шапки 291, 329, 332, 333
—, продолжительность года 329
—, противостояния великие 329
—, пылевые бури 303, 334
—, радиолокация 329
—, радиус экваториальный 329
—, расстояние от Солнца 504
—, сезонные изменения 292
—, сезоны года 329
—, спутники 334, 335
—, темные области 291, 329
—, температура поверхности 332
—, ускорение свободного падения на поверхности 329
—, форма 108
—, характер поверхности 330
—, ядро 293
Масса гравитационная 73
— инерционная 73
Массы дефект 247
— небесных тел, определение 92
Масштаб изображения в фокальной плоскости телескопов 205
Маундер У. 283
Маятник Фуко 112, 113
«Мегале синтаксис» 62
Мегапарсек 16, 105
Мезопауза 300, 320
Мезопик 300
Мезосфера 319, 320
Менделеев Д. И. 189
Мера эмиссии 458
Меридиан гелиографический 236, 237
— географический 20
— — нулевой (начальный, Гринвичский) 21
— — основной 43
Меркурий 290, 293, 295, 307, 310–312, 347
—, атмосфера 311
—, вращение 310
—, движение попятное 60, 61
—, звездная величина 505
—, магнитное поле и магнитосфера 293, 310
—, определение массы 94
—, период обращения вокруг Солнца 310
—, плотность средняя 310
—, поверхность 310, 311
—, радиолокация 310
—, расстояние от Солнца 310, 504
—, температура 311
—, уравнение температуры поверхности 305
—, ускорение свободного падения 310
Мессье Ш. 158
Местная группа галактик 487
Местное сверхскопление галактик 488
Месяц аномалистический 123
— драконический 123
— сидерический (звездный) 72, 120
— синодический (лунный) 44
— тропический 123
Метагалактика 14, 491
Метеориты 13, 328, 331, 348, 354, 355
Механика небесная 10
—, основные законы 9, 70
Микроскоп-микрометр 132
Мимас 295, 343, 507
Миранда 343, 508
Млечный Путь 186, 366, 438, 439, 441, 443, 451–453, 455, 467, 470, 472, 482
ММО *см.* Магеллановы Облака
Модели звезд 382, 386, 399, 401, 402
Модуль астофизический «Квант» 228
— расстояния 378
Модуляция диаграммная 225
Моды колебаний собственные 256
Молекулы межзвездные 462, 463
Момент удельный угловой 359
Монохроматор 217
Монтировка телескопа 203, 206

Наблюдения визуальные 162, 177
— позиционные 10, 166
— с борта космических аппаратов 166
Надир 22
Наклонение плоскости орбиты 30, 68
— эклиптики к экватору 31
Небо звездное 18, 116, 372, 438
Нейтрино 229, 248, 250

Нептун 92, 291, 341
—, атмосфера 341
—, большая полуось орбиты 341
—, движение попятное 61
—, диаметр угловой 341
—, звездная величина 341, 505
—, масса 341
—, открытие 92
—, периоды вращения и обращения 341
—, плотность средняя 341
—, радиус линейный 341
—, расстояние от Солнца 504
—, спутники 323, 341, 343
—, форма 108
—, химический состав 294, 341
Неравенства элементов орбит 86
Неравенство лунное 93
Нереида 509
Неустойчивость гравитационная 390
— ротационная 358
Новолуние 90, 121
Новый год 47
— стиль 46, 47
Ночь белая 57, 58
— полярная 33, 34
Нутация земной оси 114
Ньюком С. 157
Ньютон И. 12, 34, 66, 70–72, 78, 100, 204, 244, 390

Оберон 508
Облака молекулярные (черные) 362, 438, 463
«Обозрения неба» 157
Обсерватории-спутники рентгеновские и ультрафиолетовые 227
Обсерватория орбитальная «Эйнштейн» 389
Объект SS 435, 436
Объектив 109, 130
Объекты космические *см.* Тела небесные
— релятивистские 425
— Хербига—Аро 394
Окна прозрачности атмосферы 202
Окуляр 109, 130
Ольберс Г. 492
Орбиты планет 16, 64, 67
— —, их типы в задаче двух тел 83
Ориентировка астрономическая, применение 140
Освещенность 172
— от звезды 0^m 175
Осень, начало 31, 32
Оси монтировки телескопа полярная и склонения 206
Ось мира 23
— оптическая 130
— эклиптики 30
Отверстие относительное 177, 205
Отвеса уклонение 22
Отвесная (вертикальная) линия в системе небесных координат 22
— (вертикальная) линия на Земле 21
Офелия 508
Ошибка эксцентриситета угломерного инструмента 132

Паллада 346, 347
Парадоксы гравитационный и фотометрический 492
Параллакс годичный 104
— горизонтальный 55
— — экваториальный 56
— групповой 440, 441
— относительный 153, 154
— суточный 55
— тригонометрический 106
Параллели географические 20
Параллель небесная (суточная) светила 23
Парниковый эффект 305
Парсек 16, 104
Пасифе 506
Пашена серия 189
Перемены дат линия 49, 59
Периастр 367
Перигей 94, 95
Перигелий 67
—, расстояние от узла угловое 69
Период—светимость, зависимость 382
Периоды обращения сидерический и синодический 65
ПЗС *см.* Приборы с зарядовой связью
Пиацци Д. 346
Пиргелиометр 241
Плазма 77, 180
Планетезимали 297, 329, 360, 361
Планеты 9, 20, 61, 290
—, атмосферы 298, 299, 303
—, —, режимы циркуляции 301
— верхние 60
—, восход и заход 60
—, вулканические процессы 303
— гиганты, их спутники 291, 341
— —, модели внутреннего строения 294
—, движение видимое 60, 61, 63, 64
—, — истинное 63, 64
—, — обратное 65, 68
—, — попятное 20, 60, 62, 64, 65
—, — прямое 20, 60, 62, 64, 68
—, закономерность в расстояниях от Солнца 347

— земной группы, образование 291, 292
— и солнечный ветер 307
—, источники энергии в недрах 293
—, климат 303, 322
—, кольца 344
—, конфигурации 64
—, магнитные поля и магнитосферы 276, 307
— малые *см.* Астероиды.
— нижние 60
—, оболочки 292
—, определение положения на орбите 69
—, орбиты 16, 64, 290
—, происхождение 359
—, процессы в недрах 293
—, — на поверхности 295
—, расстояния от Солнца в афелии и перигелии 67
—, скорость движения в афелии и перигелии 68
—, спектр излучения 169, 304
—, спутники 290, 291, 341, 506
—, тепловые потоки из недр 291, 299
— типа Земли 290, 348
—, точки восхода и захода 27
—, физические характеристики 290, 291, 505
—, формы рельефа 295
—, часовые углы восхода и захода 25
—, эфемерида 70, 160
Планеты-гиганты 290, 291, 335
Плерионы 419
Плоскость поляризации 191
Плотность звездная 441
—, критическое значение 494
— оптическая 182
Плутон 290, 291, 341
—, атмосфера 341
—, движение попятное 61
—, звездная величина 341, 505
—, масса 341
—, —, определение 94
—, наклонение орбиты 341
—, плотность 341
—, радиус 341
—, расстояние от Солнца 504
—, — — — среднее 341
—, спутник 341
—, эксцентриситет орбиты 341
Поверхность моря топографическая 102
— равновесия (уровненная) 102
«Поверхность Солнца» 198, 235
Поглощательная способность 186
Поглощение, коэффициент 183, 184
— межзвездное 382, 439, 453–455
Погсон Н. 175
Показатель цвета 376
Покраснение света межзвездное 453
Покрытия звезд, планет и Солнца Луной 125
Полдень 36, 37
Поле излучение 173
— магнитное межпланетное 276
— — эквивалентное 320
Полнолуние 46, 90, 121
Полночь истинная 37
— средняя 38
Положение светил видимое 18, 54
Полоса пропускания приемника 172
— —, ширина 376
Полости Роша внутренние 426
Полуденная линия 23
Полуось орбиты большая 67
Полушария Земли восточное и западное 21
— — северное и южное 20
— небесной сферы видимое и невидимое 22
— — — восточное и западное 23
— — — северное и южное 23
Полюс Земли географический, движение 117
— — — северный 20
— — — южный 20
— мира, высота над горизонтом 26
— —, движение 115
— —, зенитное расстояние 27
— — северный 19, 23
— — южный 23
Полюсы эклиптики 30
Поляризатор 191
Поляризация излучения 191
—, степень 191
Полярная, звезда 19
Полярное сияние 285, 309
Поляроид 191
Помехи атмосферные 209, 210
Поправка часов 140
— —, определение 140
Порог чувствительности приемника излучения 212
Порция 508
Последовательность главная диаграммы спектр—светимость 381
— начальная 402, 446
Постоянная Больцмана 178
— газовая универсальная 177, 178
— гауссова 73
— гравитационная (тяготения) 73
— Планка 169
— Стефана—Больцмана 185, 305
— Хаббла 476, 477, 495
Постоянные астрономические 150, 155
— — фундаментальные 157
Потенциал массы 74
Поток излучения (поток световой) 172

— — полный интегральный 173
Потоки метеорные 351, 354
Почернение негатива 213
Пояс астероидов 347, 348
Пояса Земли радиационные 307–309
— тепловые 34, 112
правило Тициуса—Боде 347
Предел Чандрасекара 418, 423
Преобразователи электронно-оптические (ЭОП) 216
Прецессия лунно-солнечная 114
— общая годовая в экваторе и в эклиптике 115
Приборы с зарядовой связью (ПЗС) 216
Приемники излучения 170, 172, 211
— —, диапазон динамический 212
— — неселективные 225
— —, порог чувствительности 215
— —, характеристики спектральная и цветовая 211, 212
— —, чувствительность 211
— —, шумы 212
— изображения телевизионные и фотоэлектрические 215, 216
Призма объективная 219
Приливы и отливы 13, 88, 89
Принцип эквивалентности 73
Проксима Центавра 105, 440
Проницающая сила 209, 210
Пространство абсолютно евклидово 70
Противосияние 273
Противостояние 61
— великое 106
Протозвезды 391
Протопланеты 362
Протосолнце 360, 361
Протуберанцы на Солнце 281
Профиль спектральной линии 194, 195
Прохождение планеты через перигелий 69, 329
— спутника звезды через периастр 367
Процессы эндогенные и экзогенные 295
Процион 368, 374
Прямое восхождение 25
— —, методы определения 133, 151
Птолемей К. 12, 62, 63
Пульсары 149, 228, 363, 421
— рентгеновские 433
Пылевое вещество в межпланетном пространстве 352
Пыль межзвездная 360, 390
Пэк 508
Пятна на Солнце 277
— — —, группы биполярные 277
— — —, тень и полутень 278

Работа выхода 214
Равновесие изостатическое 318
Равноденствие каталога 158
Равноденствия весеннее и осеннее 30, 116
Радиант метеорного потока 354
Радиоастрометрия 165, 166
Радиоастрономия 12, 148, 158, 168
Радиоволны 104, 107, 169, 171
Радиогалактики 172, 484, 485
Радиоинтерферометр 158, 164, 222
—, база 165
— со сверхдлинной базой 164, 395
Радиолинии рекомбинационные 459
Радиолокация небесных тел 224
Радиометр полостной 242
Радиотелескопы 164, 202, 220
Радиус гравитационный Шварцшильда 425
— сферы действия 98
Радиус-вектор планеты 67
Разрешающая сила спектральная 218
Разрешение угловое радиотелескопа 222
Рассеяние атомное 239
Расстояние зенитное 24
— —, зависимость от координат 133
— полярное 25
Расстояния в астрономии, единицы 68, 104
— до галактик 153, 416, 440
— — звезд 14, 16, 104
— — небесных тел, определение 103, 105
Расширение Вселенной 470, 476, 488
Реакция протон-протонная 247
Реголит 298, 311
Рекомбинация 182, 187
Реликтовое излучение 497
Релятивистские объекты 433, 436
Рессел Г. 380
Рефрактор и рефлектор 204
Рефракция 54
Решетка дифракционная 217, 218
Рея 507
Ригель 18, 387
Розалинда 508

СА *см.* Аппараты спускаемые
Самопоглощение 188
Сарос 128
Сатурн 64, 307, 335, 339
—, атмосфера 339
—, движение попятное 61
—, звездная величина 505
—, зоны 339
—, кольца 291, 339, 344, 346
—, магнитное поле и магнитосфера 293, 310, 339

—, масса 339
—, период вращения на экваторе 339
—, — обращения 339
—, полосы 339
—, радиационные пояса 339
—, радиус экваториальный 339
—, расстояние от Солнца 504
—, сжатие 339
—, спутники 290, 295, 342, 343
—, температура 339
—, ускорение свободного падения на экваторе 339
—, форма 108
—, химический состав 294
Сверхгалактика 488
Свет *см.* Излучение
Светила восходящие и заходящие 27, 28
—, высота в кульминации 28
—, движение видимое 9, 10, 19
—, кульминации 28
— небесные *см.* Тела небесные
— невосходящие 27
— незаходящие 27
Светимость 235, 236, 240
—, функция 442
—, эддингтоновский предел 393
Светофильтры абсорбционные, интерференционные и интерференционно-поляризационные 219
Свод небесный *см.* Сфера небесная
Севера точка 23
— —, полярное расстояние 26
— —, склонение 27
Секки А. 217
Секунда 35
— атомная 35
— эфемеридная 35
Сенсибилизаторы эмульсии 213
Серия Бальмера 189
— Брэккета 189
— Лаймана 189
Сечение эффективное 182
Сжатие гравитационное 337, 361, 365, 390, 391
— сфероида 114
Сидерический период обращения 65
Сизигии 90, 122
Сила возмущающая 86, 87
— проницающая 211
— света 173
— тяжести и сила взаимного тяготения 72
— — на поверхности Земли 72, 76
Синодический период обращения 65
Синопе 506
Сириус 11, 18, 45, 116, 368, 374, 514
Система координат барицентрическая 71
— — инерциальная 71
— — топоцентрическая 55, 71
— мира гелиоцентрическая Коперника 63
— — геоцентрическая Птолемея 12, 62, 63
— отсчета 71
— — наблюдателя 71
— фотометрическая 375
— фундаментальных астрономических постоянных 150, 157
Системы координат 71
Скалигер Ж. 48
Склонение 24
—, вычисление 25
—, круг 23
—, методы определения 150
Скопления звездные 77, 358, 391, 406, 438
— —, диаграмма «цвет—видимая звездная величина» 445
— — рассеянные 444, 445
— — шаровые 408, 440
Скорость гелиоцентрическая 99
— звезды лучевая 192, 362
— — тангенциальная 448
— космического аппарата дополнительная 99
— круговая 68, 84, 85
— наиболее вероятная 178, 179, 182
— относительно Земли вторая космическая 98
— — — параболическая 99
— — — первая космическая 95
— — — третья космическая 100
— — Луны параболическая 323
— параболическая в Галактике 359
— распространения радиоволн 104, 107
— света 14, 109, 146, 161, 425
— среднеквадратичная 179
— электромагнитных волн 165, 169
«Слоновые хоботы» 394
Служба времени 138, 139
— Солнца 209
— широты международная 118
Снеллиус В. 102
Собственное движение звезд 145, 150, 154
Соединения планет с Солнцем 60, 61
Созвездия 18, 365
— зодиакальные 20
Созиген 45
Солнечная постоянная 240
— система 14, 16, 290–293
— —, момент количества движения 359, 361
— —, происхождение и ранняя эволюция 359
— —, устойчивость 86
Солнце 14, 18, 235

—, активные области в короне 281, 282
—, — образования в атмосфере 276
—, атмосфера 237, 239, 240, 264
—, «бабочки» Маундера 283, 285, 287
— в зените 33
—, внешние слои атмосферы 239, 243
—, волны Альвена 181, 265
—, восход и заход 19
—, вращение 194, 236
—, вспышки 280
—, высота в нижней кульминации 58
—, — полуденная 19, 32
—, генерация магнитного поля 286
—, гранулы факельные 279
—, грануляция 263, 276
—, группы пятен 277
—, давление в недрах 245
—, движение в пространстве 64, 448, 449
—, — видимое 31, 34
—, — — для наблюдателя на разных широтах 32, 33
—, — годичное 31, 64
—, — среди звезд видимое 30, 35
—, — суточное на разных широтах 32
—, зависимость температуры от глубины 198, 239, 257
—, затмения *см.* Затмения солнечные
—, звездная величина абсолютная 378, 379
—, — — — болометрическая 379
—, — — видимая 378
—, зенитное расстояние в моменты восхода и захода 30
—, зона лучистого равновесия 253
—, излучение 198, 237, 300
—, — вспышек корпускулярное 275, 281
—, — короны 269
—, — рентгеновское 239, 275
—, изменение экваториальных координат 31
—, интенсивные линии в спектре 266, 271
— истинное 35
—, источники энергии 14, 247
—, класс светимости 381
—, колебания 256, 257
—, — глобальные 257
—, конвективная зона 253, 254
—, корона 16, 200, 264, 268, 269
—, — внешняя и внутренняя 269
—, — фраунгоферова 272
—, корональные выбросы массы 281, 282
—, — дыры 275, 276
—, — конденсации 269, 282
—, — транзиенты 282
—, космические лучи 281
—, кульминация к северу или к югу от зенита 30, 37
—, лимб 235, 267
—, магнитное поле 265, 277
—, максимум и минимум активности 282
—, масса 94, 235
—, меридиан начальный 237
—, место в галактике 443
—, минимум маундеровский 285
—, модель атмосферы 265
—, — внутреннего строения 246, 247
—, мощность излучения 240
—, наклон плоскости экватора к плоскости эклиптики 30, 31
— «однородное» 245, 246
—, ось вращения 236
—, параллакс горизонтальный 56, 106
—, — — экваториальный 106
—, переходный слой 265
—, период вращения сидерический и синодический 236
—, плоскость экватора 236
—, плотность вещества 271
—, «поверхность» 198
—, построение модели фотосферы 260
—, потемнение диска к краю 259
—, протуберанцы 200, 281
—, протяженность фотосферы 261
—, прямое восхождение, изменение в течение года 30
—, пульсации 256
—, пятна 277, 278
—, радиоизлучение 224, 239, 273
—, радиус линейный 235
—, — угловой 127
—, рентгеновское излучение 239, 275
—, рефракция краев диска 55
—, сверхкорона 273
—, сетка хромосферная 268, 276
—, склонение положительное и отрицательное 32
—, —, изменение в течение года 111
—, скорость в пространстве 19
—, — термоядерных реакций 248
—, — точек экватора 194
—, — убегания на поверхности 236
—, спектр 172, 190, 198, 237, 238
—, — вспышки 266
—, спектральный класс 374
—, спикулы 267
— среднее 35
— — экваториальное и эклиптическое 38
—, строение внутреннее 244, 246, 247
—, супергранулы 276
—, температура 198, 243
—, — в недрах 239

—, — внешних слоев 243, 244
—, — эффективная, цветовая, яркостная 198, 243
—, точки восхода и захода 19
—, трубки магнитные 275, 278
—, ускорение силы тяжести на поверхности 236
—, условие гидростатического равновесия 244
—, факелы фотосферные 279
—, флоккулы 279
—, фотосфера 235, 253, 259
—, химический состав 237, 239, 240
—, хромосфера 219, 264, 266
—, хромосферные вспышки 280, 396
—, центр и цикл активности 241, 283
—, цикл Хейла 284
—, часовой угол восхода и захода 37
—, числа Вольфа 283, 284, 510
—, щеточки полярные 269, 285
—, экватор 236
—, энергия с 1 см^2 поверхности 198
—, эфемериды 160
—, ячейки гигантские 276
Солнцестояния зимнее и летнее 30
Сомнер 143–145
Сомнеровы линии 145
Соотношение Эддингтона—Барбье 261
Спекл-интерферометрия 210, 383, 384
Спеклы 210, 383
Спектр, границы видимой (визуальной) области 171, 212
— непрерывный (сплошной) 184, 187
— новой звезды 428
—, фотографическая область 213
— электромагнитного излучения 169
Спектральная классификация 373
— чувствительность 172
— —, кривая 213, 375
Спектральные классы и подклассы 373
— линии 138, 184
— — в магнитном поле 192
— —, глубина 196
— —, доплеровская ширина и полуширина 195, 196
— —, запрещенные 138
— —, профиль 194, 196
— —, расширение 194
— —, серии 189
— — фраунгоферовы 237, 239
Спектрографы звездные, небулярные, солнечные 217
Спектрометр 203, 211, 217
Спектры линейчатый, непрерывный, поглощения 186, 187, 189
— пекулярные 375
Спика 374
Спикулы 267
Спутники звезд 366–369, 427
— Земли искусственные 10, 12, 94, 160
— — —, дальнометрия лазерная 161
— — —, методы наблюдения 108
— — —, наблюдения доплеровские астрономическими приборами 163
— — —, — фотографические 160
— Луны искусственные 93, 326
— планет, уравнение температуры поверхности 305
Спутники-обсерватории рентгеновские и ультрафиолетовые 227
Среда межзвездная 168, 190, 362, 393, 419, 438, 439
Станции автоматические межпланетные 12, 229, 291
— — — «Вега» 229, 230, 232, 233, 317, 349, 351
Старый стиль 46, 47
Степень поляризации 192, 271, 456
Стратомезосфера 299, 319
Стратопауза 300
Стратосфера 300
Струве В. Я. 109
Сумерки астрономические и гражданеские и их продолжительность 57, 58
Сутки 19, 34, 35
— звездные 35, 36
— — на Луне 123
— — средние 35
— солнечные истинные 35, 37
Сфера действия 97
— небесная (Небесный свод) 19, 22
Сфероид 21
Счет годов *см.* Эра
Счетчики сцинтилляционные 307
Талькотт А. 142

Тектоника плит 295
Тела метеорные и метеоритные 354
— небесные, движение 9–11
— — или космические 9, 101, 105, 108
— —, определение расстояния 103, 104
— —, — химического состава 199, 200
Телескоп 130, 166, 168, 202
— вертикальный (башенный) и горизонтальный 131
—, задачи 26, 202
— инфракрасный 202, 224, 225
— косого падения 227
—, монтировка 206, 207

—, — вертикально-азимутальная 206
—, — экваториальная 206
—, оси полярная и склонения 206
—, площадь эффективная 202
—, поле зрения 134, 166, 202
—, разрешение угловое 202
—, сила проницающая 210
Телескопы на космических аппаратах 211, 273
Телескопы-спутники 211, 226, 227
Тело абсолютно черное 185
Температура 177
— кинетическая 196
— цветовая, эффективная, яркостная 198, 199
Теодолит 132
Теорема вириала 85
— Ньютона 75
Теория относительности общая 71, 73, 77
Терминатор 121
Термосфера 300
Тефия 295, 343, 507
Титан 295, 298, 306, 342, 363, 507, 509
Титания 508
Тициуса—Боде правило 347
Ток темновой 215
Толщина (глубина) оптическая 182, 183
Точка материальная 74
— равноденствий весеннего и осеннего 25, 30
Точки либрации (точки Лагранжа) 91
— севера и юга 23
— солнцестояний зимнего и летнего 30
Траектория пролетная 291
Треугольник параллактический 52
— сферический 49
Триангуляция 101, 102
— космическая 228
Тригонометрия сферическая 49, 51, 53
Тритон 323, 341, 343, 344, 363, 509
Тропики 33, 112
— Козерога и Рака 112
Тропопауза 299, 300
Тропосфера 299, 300
Труба астрономическая 130
— фотографическая зенитная 136
Туманности внегалактические 153, 439, 472
— газовые 191, 199, 358, 416, 456, 457
— —, излучение 434, 486
— диффузные газопылевые 390
— планетарные 224, 411
— — отражательные 438, 456
— —, ядра 413
— светлые 438, 456
— темные пылевые 438
Туманность Андромеды 158, 427, 439, 460, 472, 487
— —, характеристики 482
— —, центральное сгущение и ядро 469
— Волокнистая в Лебеде 416
— Кассиопея А 416
— Крабовидная 273, 338, 416, 419, 420
— протопланетная 303, 333, 357, 361
Турбулентность атмосферы 205, 209, 291
Тяготение, его природа 77

Угол наклонения плоскости орбиты 37, 367, 368
— параллактический 52
— позиционный 367
— часовой 25, 26, 29
— —, зависимость от времени 36
«Угольный мешок» 451, 454
Узел восходящий, долгота 68, 97, 120
Узлы восходящий и нисходящий 68
Уклонение отвеса 22, 145
Улугбек 12
Умбриэль 508
Уравнение времени 39
— движения в задаче двух тел 78, 79
— от наклона эклиптики 39
— состояния газа 180, 245, 403
— теплового баланса 305
— центра (от эксцентриситета) 39
Уран 92, 291, 335, 339
—, атмосфера 341
—, большая полуось орбиты 339
—, вращение 340
—, движение попятное 61
—, диаметр угловой 339
—, звездная величина 339, 505
—, кольца 345, 346
—, магнитное поле 293, 341
—, масса 339
—, наклон экватора к плоскости орбиты 340
—, облака 341
—, период вращения 340
—, — обращения 339
—, плотность средняя 340
—, радиус 339
—, расстояние от Солнца 504
—, сжатие 340
—, спутники 341, 343, 344
—, форма 108
—, химический состав 294, 340

Уровень критический 300, 320
Уровни атома энергетические 138, 187, 189, 459
Условие гидростатического равновесия 244

Фазы Луны 44, 121, 122
Факелы на Солнце 279
Феба 507
Флоккулы на Солнце 279
Флуоресценция 457
Фобос 295, 298, 334, 335, 506
Фокус орбиты 67, 367
— телескопа прямой, кассегреновский и ньютоновский 206
Фон ночного неба 209, 210
Формула (закон) Планка 185
— Вина 186
— Погсона 175
— Рэлея—Джинса 186
— Эйнштейна 247
Фотовозбуждение (фотоионизация) 187
Фотокатод 170, 214
Фотосопротивление 170, 224
Фотосфера 235, 253
Фотоумножитель 134, 211, 215
Фотоэлектрический эффект (фотоэффект) *см.* Эффект фотоэлектрический
Фотоэлемент 203, 214
— вентильный 216
— с внешним фотоэлементом 214
Фрагментация 362, 391
— каскадная 391
Фраунгофер Й. 237
Фраунгоферовы линии 238–240, 268, 272
Фридман А. А. 493, 495
Фуко Л. 112, 113
Функция светимости 442
Фуоры 396

Хёг Э. 166
Характеристика световая приемника излучения 172, 212
Харон 94, 323, 341, 505, 509
Химические элементы, распространенность в космосе 199, 200
Хирон 347
Ход часов 140
Холл А. 334
Хондриты и углистые хондриты 348, 357, 361
Хондры 357, 361
Хромосферная сетка 268, 276
Хромосферные вспышки на Солнце 280
Хронометр 137

Целостат 208
Церера 346, 347
Цефеиды 256, 382, 406, 407
Цикл углеродный 249, 250, 252
— Хейла 284, 287
Цингер Н. Я. 142
Циркуляция атмосфер планет 301, 302

Чандлера период 117
Час прикладной 90
Часовой круг 23
— угол 25, 29, 36
— —, определение 25
Часы 137
— атомные 138, 139
— кварцевые 119, 138
— маятниковые 137
— переносные 137
— Федченко 137
Черные дыры 77, 418, 425
Чувствительность приемника излучения 211

Ш*езо Ж.* 492
Широта астрономическая 21
— галактическая 455
— гелиографическая 236
— географическая 21
— —, колебания 113, 117
— —, определение 53, 135, 141, 142
— геодезическая 21, 22
— геоцентрическая 21
— северная и южная 21
— эклиптическая 30
Шкала высоты 245, 269
Шкалы времени 34
Шкловский И. С. 420, 462
Шове 285
Шперер 283, 287
Шумы приемника излучения 212

Щель Кассини 344

Эволюция Галактики 402, 447
— звезд, конечные стадии 413, 422, 424, 425
— — красных гигантов 402
— —, начальная стадия 390
— — с потерей массы 410, 433
— — тесных двойных систем 365, 425, 428
Эйлер Л. 91, 117
Эйнштейн А. 71, 149, 227, 492, 496, 498
Экватор галактический 443, 455, 467
— земной 20, 21
— небесный 23
— —, верхняя и нижняя точки 23

Экваториал 206
Экзобаза 300
Экзосфера 300, 301
Эклиптика 30
—, наклон к экватору 30, 31
—, ось и полюсы 114
Эксцентриситет орбиты 67, 69
Элара 506
Электроны релятивистские 180, 420, 465
Элементы орбит планет и звезд 68
Эллипс (орбита) 367, 368
— параллактический 109
Эллипсоид земной, параметры 102, 103
Элонгация наибольшая восточная и западная 60
Эмиссия фотоэлектронная 214
— электронная вторичная 215
Эмульсия фотографическая 212, 213
Энгельс Ф. 92
Энергия ионизации 187
— молекул и частиц 85, 177
Эоны 322
ЭОП 216
Эпицикл 12, 62
Эпоха наблюдений 158
Эра 47
Эратосфен 101, 108
Эрос (Эрот) 94, 107
Эры адронная, вещества, лептонная, излучения, планковская 498, 499
Эфемериды 10, 13, 120
—, вычисление 70
— Солнца, Луны и планет 160
Эффект Доплера 162, 192–194
— Зеемана 192
— пращи 431
— Робертсона—Пойнтинга 353
— туннельный 247
— фотоэлектрический внешний 214
— — внутренний 216
— —, красная граница 171, 214
Эшелетт 218

Юга точка 23
Юлианский период (юлианские дни) 48
Юлий Цезарь 45
Юнона 346
Юпитер 64, 291, 335
—, атмосфера 298, 336, 337
—, Большое Красное пятно 301, 336, 337
—, внутреннее строение 294
—, движение попятное 61
—, диаметр угловой 336
—, звездная величина 505
—, зоны 336
—, излучение 337, 338
—, — магнито-тормозное 338
—, — синхротронное 338
—, — спорадическое 339
—, кольца 339, 345
—, конвективные движения 336
—, магнитное поле и магнитосфера 337, 338
—, масса 335
—, облачный слой 337
—, период вращения 336
—, — обращения 504
—, плотность средняя 336
—, полосы 291
—, поток внутреннего тепла 291, 337
—, радиационные пояса 337
—, радиоизлучение 305, 338
—, радиолокация 337
—, радиусы полярный и экваториальный 335
—, расстояние от Солнца 504
—, сжатие 336
—, спутники 290, 294, 342
—, температура эффективная 337
—, ускорение гравитационное 336
—, форма 108
—, химический состав 294
—, циклоны в атмосфере 337

Ядра планет 293, 321
Япет 343, 507
Яркость 174

α Центавра, расстояние 16

Оглавление

Предисловие ко второму изданию 5

Предисловие 7

Введение 9
§ 0.1. Предмет и задачи астрономии 9
§ 0.2. Наблюдательный характер астрономии 9
§ 0.3. Разделы астрономии 10
§ 0.4. Возникновение и основные этапы развития астрономии 11
§ 0.5. Практическое значение астрономии 13
§ 0.6. Краткий очерк строения Вселенной 13

Глава 1. Основные сведения из сферической астрономии 18
§ 1.1. Видимые положения светил. Созвездия 18
§ 1.2. Видимые движения звезд, Солнца, Луны и планет 19
§ 1.3. Географические координаты 20
§ 1.4. Небесная сфера 22
§ 1.5. Горизонтальная и экваториальные системы небесных координат . . . 23
§ 1.6. Зависимость высоты полюса мира от астрономической широты места наблюдения 26
§ 1.7. Явления, связанные с суточным вращением небесной сферы 27
§ 1.8. Изменение координат светил при суточном движении 28
§ 1.9. Эклиптика. Эклиптическая система координат 30
§ 1.10. Изменение экваториальных координат Солнца 31
§ 1.11. Суточное движение Солнца на разных широтах 32
§ 1.12. Принципы измерения времени 34
§ 1.13. Звездное время 36
§ 1.14. Солнечное время 37
§ 1.15. Связь среднего солнечного времени со звездным 40
§ 1.16. Системы счета времени 42
§ 1.17. Календарь 44
§ 1.18. Юлианские дни 48
§ 1.19. Линия перемены даты 49
§ 1.20. Сферический треугольник и основные формулы сферической тригонометрии 49
§ 1.21. Параллактический треугольник и преобразование координат 52
§ 1.22. Рефракция 54
§ 1.23. Суточный параллакс 55
§ 1.24. Вычисление моментов времени и азимутов восхода и захода светил . 56
§ 1.25. Сумерки. Белые ночи 57

Глава 2. Видимые и действительные движения планет **60**
§ 2.1. Видимые движения планет на фоне звезд 60
§ 2.2. Система мира Птолемея 61
§ 2.3. Система мира Коперника 63
§ 2.4. Объяснение видимых движений планет 64
§ 2.5. Синодические и сидерические периоды обращения планет 65
§ 2.6. Революционность учения Коперника 66
§ 2.7. Законы Кеплера 66
§ 2.8. Элементы орбит планет. Основные задачи небесной механики 68
§ 2.9. Основные законы механики 70
§ 2.10. Закон всемирного тяготения 72
§ 2.11. Изменение силы тяжести на поверхности Земли 76
§ 2.12. Природа тяготения и его роль в астрономии 77
§ 2.13. Движение материальной точки под действием силы тяготения (задача двух тел) 78
§ 2.14. Закон сохранения энергии и типы орбит в задаче двух тел 83
§ 2.15. Возмущенное движение 85
§ 2.16. Возмущение движения Луны 87
§ 2.17. Приливы и отливы 88
§ 2.18. Задача трех и более тел 91
§ 2.19. Определение масс небесных тел 92
§ 2.20. Движение искусственных спутников Земли 94
§ 2.21. Движение космических аппаратов 97

Глава 3. Определение размеров, формы небесных тел и расстояний до них **101**
§ 3.1. Определение радиуса Земли. Триангуляция 101
§ 3.2. Размеры и форма Земли 102
§ 3.3. Определение расстояний до небесных светил 103
§ 3.4. Единицы расстояний в астрономии 104
§ 3.5. Определение суточного и годичного параллаксов из наблюдений . . 105
§ 3.6. Определение астрономической единицы (параллакса Солнца) 106
§ 3.7. Определение размеров и формы светил 107

Глава 4. Движение Земли и Луны. Затмения **109**
§ 4.1. Движение Земли вокруг Солнца. Параллакс и аберрация 109
§ 4.2. Смена времен года на Земле 111
§ 4.3. Вращение Земли вокруг оси 112
§ 4.4. Прецессионное и нутационное движения земной оси 114
§ 4.5. Следствия прецессионного движения земной оси 115
§ 4.6. Движение полюсов Земли по ее поверхности 117
§ 4.7. Шкалы времени. Неравномерность вращения Земли 118
§ 4.8. Орбита Луны и ее возмущения 120
§ 4.9. Видимое движение и фазы Луны 121
§ 4.10. Периоды обращения Луны 122
§ 4.11. Вращение и либрации Луны 123
§ 4.12. Покрытия светил Луной. Солнечные затмения 125
§ 4.13. Лунные затмения 126
§ 4.14. Условия наступления солнечных и лунных затмений 126
§ 4.15. Сарос 128

Глава 5. Практические задачи астрономии и фундаментальная астрометрия 130
§ 5.1. Астрономическая труба как угломерный инструмент 130
§ 5.2. Универсальный инструмент 131
§ 5.3. Меридианный круг и пассажный инструмент 132
§ 5.4. Зенит-телескоп, призменная астролябия, фотографическая зенитная труба 135
§ 5.5. Астрономические часы и хронометры 137
§ 5.6. Практические задачи астрономии 139
§ 5.7. Определение времени и географической долготы 140
§ 5.8. Определение географической широты φ и поправки часов u 141
§ 5.9. Совместное определение географической широты и долготы 143
§ 5.10. Определение азимута земного предмета 148
§ 5.11. Задачи фундаментальной астрометрии 149
§ 5.12. Абсолютные и относительные методы определения экваториальных координат 150
§ 5.13. Фотографическая астрометрия 153
§ 5.14. Собственные движения звезд 154
§ 5.15. Астрономические постоянные 155
§ 5.16. Астрономические каталоги и звездные карты 157
§ 5.17. Астрономические ежегодники 159
§ 5.18. Космическая геодезия и методы наблюдения ИСЗ 160
§ 5.19. Радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами 164
§ 5.20. Позиционные наблюдения с борта космического аппарата 166

Глава 6. Основы астрофизики 168
§ 6.1. Задачи и основные разделы астрофизики 168
§ 6.2. Электромагнитное излучение, исследуемое в астрофизике 169
§ 6.3. Понятие об астрофотометрии 172
§ 6.4. Некоторые сведения из молекулярной физики 177
§ 6.5. Ослабление света при прохождении сквозь вещество 182
§ 6.6. Свойства излучения и основы спектрального анализа 184
§ 6.7. Доплеровское смещение спектральных линий 192
§ 6.8. Методы определения температуры 196
§ 6.9. Определение химического состава и плотности небесных тел 199

Глава 7. Астрофизические инструменты и основные методы наблюдений 202
§ 7.1. Телескопы 202
§ 7.2. Оптические телескопы 203
§ 7.3. Атмосферные помехи при наблюдениях с оптическим телескопом. Проницающая сила. Космические телескопы 209
§ 7.4. Приемники излучения для оптической астрономии 211
§ 7.5. Спектральные приборы 217
§ 7.6. Радиотелескопы 220
§ 7.7. Инфракрасная астрономия 224
§ 7.8. Астрофизика высоких энергий 226
§ 7.9. Космические аппараты для исследований планет и малых тел Солнечной системы 229

Глава 8. Солнце **235**
§ 8.1. Общие сведения о Солнце 235
§ 8.2. Спектр и химический состав Солнца 237
§ 8.3. Светимость Солнца и ее измерение 240
§ 8.4. Температура внешних слоев Солнца 243
§ 8.5. Внутреннее строение Солнца 244
§ 8.6. Конвективная зона 254
§ 8.7. Гелиосейсмология 256
§ 8.8. Фотосфера 259
§ 8.9. Внешние слои солнечной атмосферы 264
§ 8.10. Хромосфера 266
§ 8.11. Корона 268
§ 8.12. Активные образования в солнечной атмосфере 276
§ 8.13. Цикл солнечной активности 283

Глава 9. Солнечная система **290**
§ 9.1. Общие сведения 290
§ 9.2. Планетные оболочки. Дифференциация недр 292
§ 9.3. Поверхности планет и спутников 295
§ 9.4. Атмосферы 298
§ 9.5. Излучение планет. Климат 303
§ 9.6. Планеты и солнечный ветер. Магнитосфера. Связь явлений на Солнце и планетах 307
§ 9.7. Меркурий 310
§ 9.8. Венера 312
§ 9.9. Земля как планета 318
§ 9.10. Луна 322
§ 9.11. Марс 329
§ 9.12. Планеты-гиганты 335
§ 9.13. Система Плутон—Харон. Спутники планет-гигантов. Кольца 341
§ 9.14. Малые планеты 346
§ 9.15. Кометы. Пылевая материя в межпланетном пространстве. Метеоры . 349
§ 9.16. Метеориты 355
§ 9.17. Происхождение Солнечной системы 357
§ 9.18. Планеты около звезд 362

Глава 10. Природа и эволюция звезд **364**
§ 10.1. Общие сведения о звездах 364
§ 10.2. Двойные системы и массы звезд 366
§ 10.3. Спектры и светимости звезд 372
§ 10.4. Статистические зависимости между основными характеристиками звезд 380
§ 10.5. Атмосферы звезд 388
§ 10.6. Начальная стадия эволюции звезд 390
§ 10.7. Стадия главной последовательности 396
§ 10.8. Эволюция и переменность красных гигантов 402
§ 10.9. Эволюция звезд с потерей массы 410
§ 10.10. Сверхновые звезды 413
§ 10.11. Конечные стадии эволюции звезд 422

§ 10.12. Эволюция тесных двойных систем 425
§ 10.13. Рентгеновские источники излучения 432

Глава 11. Наша Галактика 438
§ 11.1. Объекты, принадлежащие нашей Галактике 438
§ 11.2. Определение расстояний до звезд 439
§ 11.3. Распределение звезд в Галактике 441
§ 11.4. Звездные скопления и их эволюция 445
§ 11.5. Пространственные скорости звезд и движение Солнечной системы . 448
§ 11.6. Вращение и масса Галактики 449
§ 11.7. Межзвездная пыль 451
§ 11.8. Межзвездный газ 456
§ 11.9. Космические лучи, галактическая корона и магнитное поле Галактики 464
§ 11.10. Общая структура Галактики 468
§ 11.11. Проблема шкалы расстояний 470

Глава 12. Основы внегалактической астрономии 472
§ 12.1. Структура и типы галактик 472
§ 12.2. Определение расстояний до галактик 475
§ 12.3. Состав галактик 477
§ 12.4. Физические свойства галактик 480
§ 12.5. Активность ядер галактик и квазары 483
§ 12.6. Пространственное распределение и эволюция галактик 487

Глава 13. Элементы космологии 491
§ 13.1. Космологический принцип 491
§ 13.2. Модель однородной изотропной Вселенной, основанная на законах Ньютона 493
§ 13.3. Релятивистская космология 495
§ 13.4. Модель «горячей» Вселенной 496

Список литературы 502

Приложения 504

Указатель 520

URSS.ru URSS.ru URSS.ru URSS.ru

Уважаемые читатели! Уважаемые авторы!

Наше издательство специализируется на выпуске научной и учебной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений. Мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя всю работу по подготовке издания — от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.

URSS

Среди вышедших и готовящихся к изданию книг мы предлагаем Вам следующие:

Куликовский П. Г. **Справочник любителя астрономии.**
Ефремов Ю. Н. **Вглубь Вселенной. Звезды, галактики и мироздание.**
Шварцшильд М. **Строение и эволюция звезд.**
Бааде В. **Эволюция звезд и галактик.**
Горбунов Д. С., Рубаков В. А. **Введение в теорию ранней Вселенной.** Кн. 1, 2.
Бисноватый-Коган Г. С. **Релятивистская астрофизика и физическая космология.**
Кинг А. Р. **Введение в классическую звездную динамику.**
Архангельская И. Д., Чернин А. Д., Розенталь И. Л. **Космология и физический вакуум.**
Розенталь И. Л., Архангельская И. В. **Геометрия, динамика, Вселенная.**
Чернин А. Д. **Звезды и физика.**
Сажин М. В. **Современная космология в популярном изложении.**
Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Тутынь И. А. **Нуклеосинтез во Вселенной.**
Хлопов М. Ю. **Космомикрофизика.**
Хлопов М. Ю. **Основы космомикрофизики.**
Фридман А. А. **Мир как пространство и время.**
Левитан Е. П. **Физика Вселенной: экскурс в проблему.**
Левитан Е. П. **Дидактика астрономии.**
Бочкарев Н. Г. **Основы физики межзвездной среды.**
Бочкарев Н. Г. **Магнитные поля в космосе.**
Фильченков М. Л. и др. **Курс общей физики. Гравитация, астрофизика, космология.**
Ипатов С. И. **Миграция небесных тел в Солнечной системе.**
Дорофеева В. А., Макалкин А. Б. **Эволюция ранней Солнечной системы.**
Кусков О. Л. и др. **Системы Юпитера и Сатурна.**
Малов И. Ф. **Механизмы космического излучения.**
Тверской Б. А. **Основы теоретической космофизики.**
Попова А. П. **Занимательная астрономия.**
Попова А. П. **Астрономия в образах и цифрах.**
Сурдин В. Г. **Астрономические задачи с решениями.**
Николаев О. С. **Физика и астрономия: Курс практических работ для средней школы.**

Серия «НАУКУ — ВСЕМ! Шедевры научно-популярной литературы»

Кононович Э. В. **Солнце — дневная звезда.**
Перельман Я. И. **Занимательная астрономия.**
Липунов В. М. **В мире двойных звезд.**
Гарднер М. **Теория относительности для миллионов.**
Гарднер М. **Этот правый, левый мир.**
Чернин А. Д. **Физика времени.**
Петров А. З. **Пространство-время и материя.**
Хвольсон О. Д. **Теория относительности А. Эйнштейна и новое миропонимание.**
Сазанов А. А. **Четырехмерная модель мира по Минковскому.**
Владимиров Ю. С. **Пространство-время: явные и скрытые размерности.**

По всем вопросам Вы можете обратиться к нам:
тел. **+7 (499) 724–25–45 (многоканальный)**
или *электронной почтой* URSS@URSS.ru
Полный каталог изданий представлен
в *интернет-магазине:* http://URSS.ru

Научная и учебная литература

URSS.ru URSS.ru URSS.ru URSS.ru



ТЕЛЕФОН / ФАКС (многоканальный)

+7 (499) 724–25–45





От м. Профсоюзная:

8 мин. пешком (до офиса) или одна остановка наземным транспортом:

- автобусы № 67, 67к, 130;
- троллейбус № 49

до остановки «Ул. Ивана Бабушкина»

От м. Университет:

трамваи № 14, 39 до остановки «Черемушкинский рынок»;

трамваи № 22, 26 до остановки «Ул Вавилова»;

автобусы № 67, 67г, 130; троллейбус № 49 до остановки «Ул. Ивана Бабушкина».

ударственный университет имени М. В. Ломоносова

Й УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК

Эдвард Владимирович КОНОНОВИЧ



Астрофизик. Окончил механико-математический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова (1955). Кандидат физико-математических наук (тема кандидатской диссертации: «Модель солнечной хромосферы по внезатменным наблюдениям», 1958). Доцент кафедры астрофизики и звездной астрономии физического факультета МГУ (1966). Член Ученого совета Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга (ГАИШ) МГУ. В Московском университете читает курс лекций по общей астрономии и спецкурс «Физика Солнца». Руководит спецпрактикумом по астрофизике «Внутреннее строение и эволюция звезд». Член Международного астрономического союза. Заслуженный преподаватель Московского университета.

Область научных интересов: все, что касается физики Солнца, солнечной активности, солнечно-земных связей. Автор известных учебников: «Курс общей астрономии» (в соавт. с П. И. Бакулиным и В. И. Морозом; книга выдержала за период 1966–1983 гг. пять изданий, переведена на испанский, французский и португальский языки); «Общий курс астрономии» (в соавт. с В. И. Морозом; классический университетский учебник, основан на предыдущем курсе, но учитывает новейшие достижения в области астрономии; с 2000 г. учебник неоднократно переиздавался в издательстве URSS); «Астрономия. Учебник для 11 класса общеобразовательных учреждений» (в соавт. с А. В. Засовым; школьный учебник, выдержал три издания с 1993 г., последнее в 2008 г.). Подготовил 10 кандидатов наук. Опубликовал около 350 научных работ.

Василий Иванович МОРОЗ (1931–2004)



Астроном и планетолог. Доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Института космических исследований РАН, заведующий отделом физики планет и малых тел Солнечной системы ИКИ РАН. В 1960-е гг. первым в СССР и одним из первых в мире начал осваивать новый, очень важный для астрономии спектральный диапазон — инфракрасный. Получил ряд выдающихся научных результатов: обнаружил ледяной покров на поверхности спутников Юпитера и связанную воду в марсианских породах, определил давление в атмосфере Марса и содержание CO в атмосфере Венеры.

С 1967 г. В. И. Мороз — активный участник исследований планет космическими аппаратами и руководитель многих экспериментов на советских автоматических межпланетных станциях «Марс-3», «Марс-5», «Венера-5»–«Венера-16», «Вега», «Фобос». Получил пионерские результаты, касающиеся свойств и строения атмосферы и поверхности Марса, атмосферы Венеры, атмосферы кометы Галлея, состава поверхности Фобоса. В. И. Мороз в течение 25 лет читал лекции студентам Московского государственного университета. Автор более 260 публикаций в научных журналах, монографий «Физика планеты Марс» и «Физика планет».

9429 ID 118073

9 785397 016445 >