

Введение в физику космоса

Е.Г. Бережко

Якутск 2014

Бережко Е.Г.

Введение в физику космоса: Учебное пособие.

Эта книга написана на основе курса лекций по основам космической физики, который автор читал в течение ряда лет студентам физического факультета Северо-Восточного федерального университета (до 2010 г - Якутского государственного университета).

Цель книги – ознакомление студентов физических специальностей с основами физики космоса. Физика космоса – наука о физических явлениях во Вселенной. То, что обычно понимается под физикой космоса, во многом совпадает с более употребительным понятием «астрофизика». Термин «физика космоса» используется здесь, чтобы подчеркнуть, что акцент делается на физических законах, лежащих в основе изучаемых явлений.

Книга не претендует на исчерпывающее изложение затронутых в ней вопросов. Вместе с тем, автор считал целесообразным обрисовать последние достижения науки в области астрофизики, а также обозначить нерешенные проблемы, стоящие в повестке сегодняшнего дня.

Отличительной особенностью данной книги по сравнению с аналогичными курсами является то, что в ней наряду с традиционными для астрофизики вопросами изложены основы таких разделов, как «Гелиосфера», «Солнечная активность», «Солнечно-земные связи», «Астрофизика космических лучей».

Автор выражает свою признательность Г.Ф. Крымскому, который взял на себя труд прочитать книгу и сделать ряд ценных замечаний, Л.Т. Ксенофонтову за помощь в подготовке книги к публикации.

Ответственный редактор: д.ф.-м.н. Ю.М. Григорьев

Оглавление

Глава 1. Введение

- 1.1. Космос
- 1.2. Особенности астрофизических исследований
- 1.3. Расстояния до космических объектов
- 1.4. Иерархия масштабов Вселенной
- 1.5. Характерные значения масс астрофизических объектов

Глава 2. Движение небесных тел

- 2.1. Закон всемирного притяжения
 - 2.2. Законы Кеплера
 - 2.3. Возмущенное движение
 - 2.4. Определение масс небесных тел
 - 2.5. Движение космических аппаратов
 - 2.6. Ротационные кривые галактик и темная материя
- Задачи к главе 2

Глава 3. Излучение и поглощение электромагнитных волн

- 3.1. Основные понятия
 - 3.2. Спектр излучения абсолютно черного тела
 - 3.3. Температура астрофизических источников, определяемая по их излучению
 - 3.4. Излучение реальных тел
 - 3.5. Перенос излучения в среде
 - 3.6. Нетепловое излучение
 - 3.6.1. Синхротронное излучение
 - 3.6.2. Излучение при комптоновском рассеянии
 - 3.6.3. Гамма-излучение, порождаемое нуклонной компонентой космических лучей
 - 3.6.4. Излучение Вавилова-Черенкова
 - 3.7. Межзвездная среда
 - 3.8. Телескопы
- Задачи к главе 3

Глава 4. Звезды

- 4.1. Общие характеристики
- 4.2. Образование звезд
- 4.3. Условия равновесия
- 4.4. Теорема вириала
- 4.5. Термоядерные реакции
- 4.6. Характер движения квантов в недрах звезд
- 4.7. Распространенность химических элементов
- 4.8. Завершающие стадии эволюции звезд
 - 4.8.1. Белые карлики
 - 4.8.2. Нейтронные звезды
 - 4.8.3. Черные дыры
- 4.9. Сверхновые звезды
 - 4.9.1. Основные свойства
 - 4.9.2. Остатки сверхновых

Задачи к главе 4

Глава 5. Нейтринное излучение

- 5.1. Основные свойства нейтрино
- 5.2. Солнечные нейтрино
- 5.3. Нейтрино от вспышек сверхновых
- 5.4. Нейтрино высоких энергий

Задачи к главе 5

Глава 6. Солнце и гелиосфера

- 6.1. Общие сведения о Солнце
- 6.2. Атмосфера Солнца
- 6.3. Солнечный ветер
- 6.4. Межпланетное магнитное поле
- 6.5. Гелиосфера
- 6.6. Магнитное поле Земли
- 6.7. Магнитосфера Земли
- 6.8. Солнечная активность
- 6.9. Солнечно-земные связи

Задачи к главе 6

Глава 7. Космические лучи

- 7.1. Основные характеристики
- 7.2. Взаимодействие космических лучей с магнитным полем Земли
- 7.3. Взаимодействие космических лучей с атмосферой Земли
- 7.4. Распространение космических лучей в межзвездной среде
- 7.5. Распространение космических лучей в гелиосфере
- 7.6. Ускорение космических лучей
- 7.7. Ускорение космических лучей ударными волнами
- 7.8. Распространение космических лучей в межгалактической среде
- 7.9. Проблема происхождения космических лучей

Задачи к главе 7

Глава 8. Космология

- 8.1. Введение
- 8.2. Наблюдательные основы современной космологии
- 8.3. Ньютоновская модель эволюции Вселенной
- 8.4. Элементы общей теории относительности
- 8.5. Физические процессы в горячей Вселенной
- 8.6. Структурность Вселенной и ее происхождение

Задачи к главе 8

Глава 9. Ответы и решения

Литература

1. Введение

1.1 Космос

В современном понимании *космос* есть все находящееся за пределами Земли и земной атмосферы. В англоязычной научной литературе в качестве аналога термина «космос» пользуются словом «пространство» (space). Физика космоса – наука о физических явлениях во *Вселенной*. То, что обычно понимается под физикой космоса, во многом совпадает с более употребительным понятием «астрофизика». Термином «физика космоса» пользуются, когда хотят подчеркнуть, что акцент делается на физических законах, лежащих в основе изучаемых явлений. Именно поэтому термин «физика космоса» вынесен в заглавие книги, хотя для краткости ниже мы будем в основном использовать термин «астрофизика». Хотя астрофизика является разделом более общей науки *астрономии*, многие разделы современной астрофизики включают в своем названии слово «астрономия»: «Радиоастрономия», «Рентгеновская астрономия» и т.д.

Ближайшая и наиболее изученная область космоса – *околоземное космическое пространство*. Свойства вещества и процессы, протекающие в этой области, в значительной мере определяются влиянием магнитного поля Земли. Поэтому ближний космос принято называть *магнитосферой Земли*.

Земля с ее магнитосферой являются частью Солнечной системы, которая включает в себя *Солнце, планеты, их спутники и кометы*. Пространство между планетами (*межпланетное пространство*) заполнено разреженной солнечной плазмой, непрерывно истекающей с поверхности Солнца.

Солнце – одна из $\sim 10^{11}$ звезд, образующих гигантскую звездную систему – Галактику. Галактика имеет вид плоского диска, на периферии которого расположено Солнце. Поэтому наблюдатель видит на ночном небосводе светящуюся полосу – Млечный Путь, состоящий из звезд галактического диска.

Галактики отличаются своими формами, размерами и числом входящих в них звезд.

Задачи астрофизики состоят в исследовании индивидуальных небесных объектов (планеты, кометы, звезды), а также систем небесных объектов (планетные системы, галактики, скопления галактик и др.), включая Вселенную в целом, с целью установить строение и эволюцию этих объектов.

1.2. Особенности астрофизических исследований

Отличительной особенностью астрофизических исследований является невозможность поставить эксперимент в привычном для физики смысле этого слова. Не представляется возможным специальным образом подготовить исследуемый космический объект или вообще как-то повлиять на него. Помимо этого, исследователь, как правило, не имеет возможности выполнять измерения в непосредственной близости от изучаемых объектов. Исключением являются исследования физических явлений в межпланетном пространстве, где имеется возможность производить непосредственное измерение требуемых парамет-

ров с помощью приборов, установленных на космических аппаратах. В остальных случаях основным источником сведений о небесных телах являются разного типа излучения, которые либо испускаются, либо отражаются этими телами. Определение свойств достигающего Земли излучения на основе физических законов, описывающих возникновение излучения того или иного типа, позволяет получать информацию об изучаемом объекте.

Непосредственные результаты наблюдений, как правило, сводятся к измеренной энергии, приходящей от источника, в определенных интервалах спектра. Интерпретация результатов наблюдений базируется на знании механизмов генерации излучения и взаимодействия излучения с веществом.

Важной особенностью астрофизики является то, что она зачастую имеет дело с явлениями и процессами, не воспроизводимыми в лабораторных условиях. Примером могут служить термоядерные реакции, которые являются одним из главных источников энергии звезд. В то же время, создание управляемого термоядерного реактора для практических целей – дело будущего.

Другим примером являются экстремальные плотности вещества астрофизических объектов – от 10^{-30} г/см³ в случае межгалактического газа до 10^{15} г/см³ в случае нейтронных звезд. Все это привело к исчезновению сколь-нибудь резкой грани между физикой и астрофизикой, поскольку современные астрофизические исследования являются важным источником фундаментальных знаний.

Исторически астрофизика выделилась в самостоятельное научное направление с появлением в конце 19-го века спектрального анализа, который открыл возможность дистанционного исследования химического состава и физического состояния не только лабораторных, но и астрономических источников света. На основе наблюдения спектров звезд установлено, что астрономические тела состоят из атомов известных на Земле элементов, подчиняющихся тем же физическим законам. Химическое единство природы особенно наглядно было подтверждено открытием гелия – сначала в атмосфере Солнца, а только затем – в некоторых минералах на Земле. Современные методы исследования позволяют по спектральным особенностям излучения не только узнать состав, температуру и плотность среды, но и измерить скорости источников и скорости внутренних движений в них, оценить расстояние до них, выяснить механизм излучения и многие другие характеристики на базе физических теорий.

Практически важными для астрофизики на сегодняшний день являются три вида излучения: *электромагнитное излучение, космические лучи и нейтринное излучение.*

Вплоть до середины 20-го века все астрономические исследования были основаны на регистрации оптического излучения или попросту видимого света. Области видимого излучения соответствует интервал длин волн от 3900 Å до 7600 Å, где

$$1 \text{ \AA (ангстрем)} = 10^{-8} \text{ см.}$$

Здесь и далее используется *Гауссова система единиц измерения.*

Электромагнитное излучение, как и другие микрообъекты, обладает двойственной природой. С одной стороны оно обладает волновыми свойствами, проявляющимися в таких явлениях, как интерференция и дифракция. Поэтому оно характеризуется длиной волны λ и частотой ν , произведение которых равно скорости распространения электромагнитных волн

$$c = \lambda\nu,$$

или попросту – скорости света. Скорость света в вакууме составляет

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с.}$$

В то же время электромагнитное излучение представляет собой поток частиц – *фотонов*. Энергия фотонов однозначно связана с частотой или длиной волны электромагнитных колебаний соотношениями

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda},$$

в которых

$$h = 6.626 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$$

– постоянная Планка. Для измерения энергии частиц принято использовать внесистемную единицу энергии *электронвольт*:

$$1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Кванты видимого света обладают энергией 1-2 эВ.

Бурное развитие экспериментальных методов во второй половине 20-го века привело к революционному изменению астрономии: она стала всеволновой, т.е. получила возможность извлекать информацию из всех диапазонов спектра электромагнитных волн. Это привело к возникновению совершенно новых разделов астрофизики, таких как *радиоастрономия, рентгеновская астрономия, гамма-астрономия*.

Излучение в видимой части спектра продолжает играть большую роль в астрономии, так как оно хорошо пропускается земной атмосферой. В остальных участках спектра сказывается значительное поглощение. Особенно сильно атмосфера поглощает коротковолновую часть спектра. Поэтому *ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма-излучение* доступны наблюдению только с баллонов, достигающих высот 30-40 км над уровнем моря, или с помощью космических аппаратов.

Со стороны длинных волн к видимому диапазону примыкают *инфракрасный и радиодиапазон*. Инфракрасное излучение с длиной волны более 1-го микрометра (мкм) сильно поглощается молекулами воздуха. Наблюдениям с поверхности Земли доступно излучение только в некоторых, сравнительно узких «окнах» прозрачности.

Земная атмосфера прозрачна для радиоволн в диапазоне длин волн от 1 см до 20 м. Волны короче 1 см, за исключением ряда узких областей, полностью поглощаются нижними слоями атмосферы, а волны длиннее нескольких десятков метров неспособны пройти через верхние, ионизованные слои атмосферы – ионосферу.

Сведения о диапазонах электромагнитного спектра, исследуемых в астрофизике, суммированы в Таблице 1.

Космические лучи являются другим важным для астрофизики видом излучения. Они представляют собой потоки ядер химических элементов, приходящие в Солнечную систему из окружающего межзвездного пространства и распределенные в широком диапазоне энергий. Энергетический спектр космических лучей простирается вплоть до энергии 10^{20} эВ, которая на много порядков превосходит энергии частиц, достижимые на современных ускорителях. Генерация космических лучей происходит в астрофизических объектах с наиболее высоким энерговыделением, таких как *остатки сверхновых*, порождаемые *вспышками* (взрывами) *сверхновых звезд*. Задача астрофизики состоит в установлении механизмов генерации космических лучей, что позволит не только выявить их природу, но и получить новую информацию о наиболее мощных космических объектах. Помимо этого, потоки космических лучей несут на себе отпечаток среды, в которой они распространяются по пути от источников до солнечной системы. Поэтому изучение космических лучей позволяет получить информацию о физических свойствах космической среды (межпланетной, межзвездной, межгалактической).

Потоки *нейтрино* – не менее важный для астрофизических исследований тип излучения. Особенностью нейтрино является их экстремально слабое взаимодействие с веществом. По этой причине эти частицы обладают колоссальной проникающей способностью. Так, например, потоки нейтрино, образованные в недрах Солнца, без заметного ослабления выходят на его поверхность. Благодаря этому обстоятельству регистрация нейтринного излучения Солнца позволила получить прямое экспериментальное подтверждение того, что основным источником энергии Солнца (и всех других подобных звезд) являются термоядерные реакции, протекающие в центральной его части.

Экстремально слабое взаимодействие нейтрино с веществом делает задачу их регистрации (детектирования) чрезвычайно сложной. Чтобы зарегистрировать даже несколько нейтрино от того или иного объекта требуется детектор огромного размера, в котором под контролем находится до сотен тысяч тонн вещества (воды или льда). Однако усилия по созданию таких детекторов окупаются благодаря тому, что информацию, получаемую об исследуемом объекте с помощью нейтрино, невозможно получить другим способом.

1.3. Расстояния до космических объектов

Расстояние до исследуемого космического объекта является одной из наиболее важных характеристик, которые определяются из астрономических наблюдений. В то же время не существует универсального метода определения расстояний, пригодного для всех исследуемых объектов. В разных диапазонах расстояний применяются различные методы, которые зачастую дают лишь приближенные оценки значений расстояния.

Для измерения расстояний между космическими объектами в зависимости от рассматриваемой ситуации или задачи в современной астрофизике используется ряд внесистемных единиц. Это связано с тем, что рассматриваемый диапазон величин различается на десятки порядков. Естественной мерой расстояний в Солнечной системе служит *астрономическая единица* (а.е.)

$$1 \text{ а.е.} = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см,}$$

равная величине большой полуоси земной орбиты. Она была измерена по суточному *параллаксу* планет солнечной системы. Характерный размер планетной системы – около 100 а.е.

При исследовании звезд нашей звездной системы – *Галактики* – и других еще более удаленных объектов, удобнее пользоваться другой единицей – *парсек* (пк). Парсек – это такое расстояние, с которого отрезок, равный большой полуоси земной орбиты, расположенный перпендикулярно лучу зрения, виден под углом 1" (угловая секунда). Из-за годичного движения Земли вокруг Солнца положение светила на небе, находящегося на расстоянии 1 парсек, будет смещаться на 1 угловую секунду от среднего положения. В астрономии это явление называют годичным параллаксом, отсюда и название единицы расстояния – парсек, т.е. параллакс в секунду. Поскольку в радианной мере $1'' \approx 1/206265$, находим

$$1 \text{ пк} = 206265 \text{ а.е.} \approx 3.1 \cdot 10^{18} \text{ см.}$$

Наряду с парсеком в астрономии широко используется другая единица измерения расстояний – *световой год* (св. г.). Световым годом называется расстояние, которое свет проходит за один год. Поскольку в году примерно $3.2 \cdot 10^7$ с, световой год равен

$$1 \text{ св.г.} \approx 9.5 \cdot 10^{17} \text{ см} \approx 1/3.26 \text{ пк.}$$

Зная годичный параллакс небесного объекта, выраженный в секундах дуги π , расстояние до объекта в парсеках определяется по очевидной формуле

$$d = 1/\pi.$$

Расстояния до ближайших звезд составляет несколько парсеков. Прямое определение расстояний до звезд, основанное на измерении их годичного параллакса, ограничивается астрометрической точностью определения положения звезд на небесной сфере. Максимальное расстояние, измеряемое по параллаксам, не превышает 1 кпк.

Для определения расстояний до более далеких звезд используются различные косвенные методы, получившие совокупное название методов установления шкалы расстояний во Вселенной. В основе многих методов лежит определение *фотометрического расстояния* от светящегося объекта (например, звезды) по принимаемому значению плотности потока энергии излучения F , если *светимость* (количество энергии, излучаемой за секунду) объекта L известна из других соображений. Предполагая сферическую симметрию излучения, нетрудно установить связь между плотностью потока энергии излучения и светимостью:

$$F = \frac{L}{4\pi d^2}.$$

Отсюда получаем выражение для расстояния до объекта

$$d = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}.$$

Важным классом объектов, светимость которых надежно оценивается из наблюдений, являются *цефеиды* – переменные звезды. Для цефеид установлена зависимость между периодом переменности их блеска и светимостью. Это позволяет по наблюдаемому периоду определять светимость цефеид L , а по измеряемому потоку излучения F – расстояние d . Посредством этого метода определяются расстояния вплоть до 10 миллионов парсек (Мпк).

Расстояние от Солнца до центра Галактики составляет 8 тысяч парсек (кпк), размер типичной галактики – около 10 кпк. Ближайшие галактики – спутники Галактики – расположены на расстояниях от 55 кпк (Большое и Малое Магеллановы Облака) до 640 кпк (туманность Андромеды). Расстояние до центра скоплений галактик, на краю которого располагается Галактика, – около 15 Мпк. Другое близкое скопление галактик расположено на расстоянии 80 Мпк.

Расстояния r до далеких галактик определяется по *красному смещению* спектральных линий

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0},$$

обусловленному разбеганием галактик, т.е. их удалением друг от друга из-за *расширения Вселенной*. Здесь λ_0 – длина волны света, испущенного далеким космическим источником, λ – длина волны света, зарегистрированного земным наблюдателем. Скорость удаления галактик определяется *законом Хаббла*

$$v = H_0 r,$$

где

$$H_0 \approx 70 \text{ км/(с·Мпк)}$$

– современное значение параметра Хаббла, v – скорость удаления галактики, находящейся на расстоянии r от наблюдателя.

1.4. Иерархия масштабов Вселенной

Пространственные и связанные с ними временные масштабы наблюдаемой части Вселенной огромны и меняются в широких пределах.

От Луны до Земли свет идет 1.3 с, от Солнца до Земли – около 500 с, от самых далеких планет Солнечной системы – более 4-х часов, от звезд Галактики – от 4.4 года до 100 тысяч лет, от ближайших к нам галактик – сотни тысяч и миллионы лет. Расстояние до самых далеких наблюдаемых галактик – более 10 млрд световых лет.

Современный возраст Вселенной по порядку величины равен обратному значению постоянной Хаббла

$$t_U \approx 1/H_0 \approx 1.4 \cdot 10^{10} \text{ лет.}$$

Отсюда получается значение размера наблюдаемой части Вселенной:

$$l_U = c t_U \approx 10^{28} \text{ см.}$$

Очень далекие объекты из-за большого времени распространения света наблюдаются такими, какими они были в далеком прошлом. Так, например, вспышка на Солнце происходят на 8 минут раньше, чем ее обнаруживают на Земле. В случае же далеких галактик происходящие в них события наблюдаются с запаздыванием от сотен тысяч до миллиардов лет. Так, например, в 1987 г. в Большом Магеллановом Облаке (это одна из ближайших к нам галактик) наблюдалась вспышка сверхновой звезды. В действительности это событие произошло около 150-ти тысяч лет тому назад. Поскольку расстояния до далеких объектов не всегда известны с достаточной точностью, датировку астрономических явлений принято производить по времени их наблюдения на Земле.

Сравнивая объекты одинаковой природы, расположенные на разных расстояниях, можно исследовать эволюционные изменения, которые происходят во Вселенной. Эволюционный характер современной астрономии является одной из важных ее особенностей. Звезды, галактики и другие объекты не являются неизменными образованиями, они непрерывно изменяются, эволюционируют. Имеющиеся наблюдательные факты неопровержимо свидетельствуют о том, что не только отдельные космические объекты, но и весь мир звезд и галактик подвержен непрерывным изменениям. Самое грандиозное из них – *расширение Вселенной*.

1.5. Характерные значения масс астрофизических объектов

Массы астрофизических объектов различаются на много порядков. Типичная масса звезд равна массе Солнца

$$M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ г.}$$

Массы стационарных звезд лежат в пределах от 0.1 до $100 M_{\odot}$. Масса самых больших планет-гигантов типа Юпитера не превышает нескольких тысячных долей M_{\odot} . Суммарная масса светящихся звезд типичной галактики, подобной нашей Галактике (или Млечному Пути), составляет

$$M_{MW} \approx 10^{11} M_{\odot}.$$

Массы галактик лежат в широких пределах: от $\sim 10^6 M_{\odot}$ до $\sim 10^{12} M_{\odot}$. Помимо звезд в массу галактик вносит вклад также межзвездная среда, которая состоит из пыли и газа.

Вещество, из которого состоят звезды и газ является обычным, в том смысле, что, как и в случае вещества, с которым мы имеем дело на Земле, оно состоит из протонов, ядер других химических элементов и электронов. Это вещество принято называть *барионным*, поскольку подавляющая часть этого вещества представлена в форме нуклонов (протонов и нейтронов), которые относятся к барионной группе элементарных частиц. В звездах сосредоточена только часть всей барионной материи Вселенной. Значительная часть барионов сосредоточена в облаках горячего газа в межгалактическом пространстве.

Кроме барионной составляющей, в полную массу галактик входит *темная материя* неизвестной природы, масса которой примерно в пять раз превышает массу видимого барионного вещества. Термин «темная материя» обязан тому факту, что это вещество взаимодействует только гравитационным образом и поэтому невидимо, в отличие от барионного вещества, которое мы видим благодаря испускаемому им свету или другому излучению. Наличие больших скоплений темной материи в галактиках и в их скоплениях обнаруживается по производимому ими гравитационному воздействию, которое проявляется в закономерностях движения звезд этих галактик.

Важным астрофизическим методом оценки массы гравитационно-связанных систем является использование *теоремы вириала*, которая устанавливает соотношение между усредненной по времени полной кинетической энергией и потенциальной энергией системы (см. п. 4.4). На основе этого соотношения по наблюдениям скоростей движений отдельных звезд (или галактик) в скоплении звезд (галактик) и наблюдаемым размерам скопления можно сделать вывод о полной массе (включая невидимую массу) этого скопления. Этот прием широко используется при оценке масс *сверхмассивных черных дыр* в ядрах галактик и квазаров. Определенные таким образом массы центральных галактических объектов оказываются в пределах $10^8 - 10^9 M_{\odot}$, что также подтверждается другими способами измерения их масс.

Таблица 1

Диапазоны электромагнитного излучения, исследуемые в астрофизике

Область спектра	Длины волн	Энергия квантов	Прозрачность атмосферы	Методы исследования
Гамма-лучи	$< 0.1 \text{ \AA}$	100 кэВ – 100 ГэВ	Полное поглощение	Телескопы на борту КА
		$> 100 \text{ ГэВ}$	Полное поглощение	Наземные гамма-телескопы
Рентгеновские лучи	0.1—100 \AA	100 эВ – 100 кэВ	Полное поглощение	Телескопы на борту КА
Далекий ультрафиолет	100 – 3100 \AA	4 – 100 эВ	Сильное поглощение	Внеатмосферные
Близкий ультрафиолет	3100—3900 \AA	3 – 4 эВ	Слабое поглощение	С поверхности Земли
Видимые лучи	3900—7600 \AA	1.6 – 3 эВ	Слабое поглощение	С поверхности Земли
Инфракрасные лучи	0.79—15 мкм	$10^{-3} - 1.6 \text{ эВ}$	Частые полосы поглощения	Частично с поверхности Земли
	15 мкм—1 мм		Сильное поглощение	С баллонов и КА
Радиоволны	1 мм—20 м	$5 \cdot 10^{-8} - 10^{-3} \text{ эВ}$	Слабое поглощение	Наземные радиотелескопы
	$> 20 \text{ м}$	$< 5 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}$	Полное поглощение	

2. Движение небесных тел

Гравитационное взаимодействие, которое не играет существенной роли в структуре окружающего нас вещества и в поведении составляющих его частиц, является основным фактором, определяющим не только движение небесных тел, но также и их эволюцию. Поскольку типичные скорости небесных тел v относительно невелики в сравнении со скоростью света $v \ll c$, для описания их движения применимы законы классической (ньютоновской) механики.

2.1. Закон всемирного притяжения

Согласно открытому Ньютоном *закону всемирного притяжения* между парой массивных тел действует сила притяжения, величина (модуль) которой определяется выражением

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (2.1)$$

где m_1 и m_2 – массы, рассматриваемых двух тел, r – расстояние между ними,

$$G = 6.67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{с}^2}$$

– *гравитационная постоянная*. Сила, действующая на каждое из тел, направлена по линии, соединяющей два тела в сторону тела-партнера.

Согласно второму закону Ньютона $F = ma$ сила гравитационного притяжения сообщает каждому из взаимодействующих тел ускорение

$$a_{1,2} = G \frac{m_{1,2}}{r^2}. \quad (2.2)$$

При этом отношение ускорений двух тел

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

обратно пропорционально отношению масс взаимодействующих тел. Поскольку ускорения двух взаимодействующих тел направлены навстречу друг другу, относительное ускорение, которое непосредственно определяется из наблюдаемого движения космических тел, определяется выражением

$$a_{12} = G \frac{m_1 + m_2}{r^2}. \quad (2.3)$$

Система двух взаимодействующих масс обладает *потенциальной энергией*

$$V = -G \frac{m_1 m_2}{r} \quad (2.4)$$

Энергия эта отрицательна, поскольку обусловлена силами притяжения.

Важно иметь в виду, что написанное выше выражение (2.1) для силы притяжения справедливо только для точечных масс, т.е. тел с нулевым размером. Для реальных тел с характерными линейными размерами l_1 и l_2 условием применимости является малость размеров тел по сравнению с расстоянием между ними:

$$l_{1,2} \ll r.$$

Если это условие не выполняется хотя бы для одного из тел, то выражение для силы притяжения можно найти в результате следующей процедуры. Пусть мы имеем дело с телами массы M и m , причем для простоты рассмотрим случай, когда размерами тела массы M пренебречь нельзя, а тело массы m имеет пренебрежимо малый размер (точечная масса). Для подсчета силы притяжения необходимо мысленно разбить объем V массы M на $N \gg 1$ элементарных объемов dV_i , так чтобы для линейного размера каждого из элементарных объемов l_i выполнялось условие $l_i \ll r$. Тогда сила гравитационного притяжения является равнодействующей сил, действующих между точечной массой m и элементарными массами dM_i , с учетом того, что направление элементарной силы и расстояние r_i зависят от i . В случае тел сложной формы с неоднородным распределением плотности вещества по объему V подсчет равнодействующей гравитационной силы притяжения может представлять собой довольно сложную процедуру.

Задача определения силы притяжения двух тел упрощается, если тело массы M обладает какой-либо симметрией. Наиболее простой, но вместе с тем практически важный случай – когда протяженное тело массы M представляет собой однородный шар радиуса R . Применение *теоремы Гаусса-Остроградского* позволяет доказать, что в этом случае сила притяжения, как и в случае точечных масс при $r \geq R$ определяется выражением

$$F = G \frac{mM}{r^2}, \quad (2.5)$$

где r – расстояние между точечной массой m и центром тела массы M .

Еще один полезный пример представляет собой случай, когда точечная масса m помещена внутрь массивной сферической оболочки радиуса R . Нетрудно показать, что независимо от величины масс, размера оболочки и местоположения массы m сила гравитационного их взаимодействия в точности равна нулю. Использование этого результата позволяет без труда определить силу гравитационного взаимодействия точечной массы m с однородным шарообразным телом массы M и радиуса R в случае, когда тело массы m находится внутри шара, т.е. на расстоянии $r < R$ от центра шара.

В той мере, в которой Землю можно считать однородным шаром написанное выше выражение применимо для расчета *силы тяжести* на поверхности Земли. Записав ее в виде

$$F_T = g m \quad (2.6)$$

и полагая равенство сил тяжести и тяготения, $F_T = F$, получаем выражение для *ускорения свободного падения* (ускорение силы тяжести)

$$g = G \frac{M_E}{R_E^2}, \quad (2.7)$$

где

$$M_E = 5.98 \cdot 10^{27} \text{ г}, \quad R_E = 6.378 \cdot 10^8 \text{ см}$$

– значения массы и радиуса Земли соответственно. Рассчитанное по формуле (2.7) значение ускорения силы тяжести

$$g = 981 \text{ см/с}^2$$

совпадает с экспериментально определенным средним по поверхности Земли значением. Это совпадение является следствием того, что сила тяжести тождественна силе тяготения, описываемой законом всемирного притяжения.

Измерения свидетельствуют о том, что значение ускорения силы тяжести g зависит от местоположения на поверхности Земли. Эта зависимость обусловлена рядом физических факторов. Во-первых, форма Земли отклоняется от шарообразной: Земля сплюснута у полюсов, за счет чего сила притяжения у полюсов больше, чем в районе экватора. Во-вторых, сила тяжести есть равнодействующая силы притяжения и центробежной силы инерции, действующей на все тела в неинерциальной системе отсчета, связанной с вращающейся вокруг своей оси Землей. За счет действия этих двух факторов ускорение силы тяжести у полюсов имеет максимальное значение 983 см/с^2 , а у экватора – минимальное 978 см/с^2 . Помимо этого наблюдаются локальные вариации ускорения, обусловленные неоднородным распределением вещества Земли.

2.2. Законы Кеплера

Гравитационное взаимодействие является фактором, определяющим движение небесных тел (планет, комет, звезд и т.д.). Все другие виды взаимодействия – сильное, слабое и электромагнитное, – играющие доминирующую роль в микромире, не оказывают сколько-нибудь заметного влияния на движение небесных тел. Электромагнитное взаимодействие пренебрежимо мало по той причине, что макроскопические космические объекты в высокой степени электрически нейтральны. Сильное и слабое взаимодействия являются столь короткодействующими, что проявляются только на малых масштабах, таких как размер атомных ядер или размер нуклонов.

Исторически первой проблемой, связанной с движением небесных тел, была задача объяснения наблюдаемых закономерностей движения планет солнечной системы. Эта проблема была решена И. Кеплером (1609), который сформулировал три эмпирических закона планетарных движений:

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 периодов обращения планет вокруг Солнца пропорциональны кубам больших полуосей их эллиптических орбит.*

Поскольку масса Солнца примерно в 700 раз превосходит суммарную массу всех планет, притяжение Солнца является доминирующей силой, действующей на планеты. Поэтому взаимным гравитационным воздействием планет в первом приближении можно пренебречь. Движение же каждой отдельной планеты в поле тяжести Солнца представляет собой задачу двух тел, которая имеет точное решение. Мы воспользуемся здесь некоторыми следствиями этого решения, для того, чтобы пояснить смысл законов Кеплера.

Задача о движении двух гравитационно взаимодействующих тел легко решается в *системе центра инерции* с использованием законов сохранения момента импульса и энергии. Если ввести вектор взаимного расстояния двух тел

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad (2.8)$$

и поместить начало координат в центре инерции, это дает

$$m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 = 0.$$

Из этих двух равенств находим радиус-векторы частиц:

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r} \frac{m_2}{m_1 + m_2}, \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{r} \frac{m_1}{m_1 + m_2}. \quad (2.9)$$

Полная энергия системы в этом случае определяется выражением

$$E = \frac{m\mathbf{v}^2}{2} + V(r), \quad (2.10)$$

где

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2.11)$$

– *приведенная масса*, $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$ – скорость относительного движения двух тел. При этом задача сводится к задаче движения материальной точки с массой m во внешнем поле

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r},$$

которое является сферически симметричным относительно центра инерции.

При движении в центральном поле наряду с энергией E сохраняется также момент системы относительно центра поля. Для одной частицы это есть

$$\mathcal{L} = [\mathbf{r}\mathbf{p}],$$

где $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ – импульс частицы. Поскольку векторы \mathcal{L} и \mathbf{r} взаимно перпендикулярны, постоянство \mathcal{L} означает, что при движении частицы ее радиус-вектор все время остается в одной плоскости – плоскости, перпендикулярной вектору \mathcal{L} .

Если ось z системы координат выбрать так, чтобы момент \mathcal{L} был направлен вдоль оси z , то величина момента определяется выражением

$$\mathcal{L} = mr^2\omega,$$

где $\omega = d\varphi/dt$ – угловая скорость относительно оси z , φ – полярный угол. Поскольку величина

$$dS = \frac{1}{2} r^2 d\varphi$$

представляет собой площадь сектора, образованного двумя близкими радиус-векторами, угол между которыми $d\varphi$, величину момента импульса частицы можно записать в виде

$$\mathcal{L} = 2m \frac{dS}{dt} . \quad (2.12)$$

Производную dS/dt называют *секториальной скоростью*. Поэтому сохранение момента означает постоянство секториальной скорости, что по сути и есть *второй закон Кеплера*.

Характер движения частицы определяется знаком полной энергии системы: при $E < 0$ движение финитно (т.е. происходит в ограниченной области пространства), а при $E > 0$ – инфинитно. Исходя непосредственно из закона сохранения энергии и момента импульса, нетрудно показать, что траектория частицы определяется формулой

$$\frac{p}{r} = 1 + e \cos \varphi .$$

Это есть уравнение конического сечения с фокусом в начале координат; $p = \mathcal{L}^2 / (Gmm_1m_2)$ и $e = (1 + 2mE p^2 / \mathcal{L}^2)^{1/2}$ – так называемые параметр и эксцентриситет орбиты соответственно. Точка $\varphi = 0$ является ближайшей к центру – перигелий орбиты.

При $E < 0$ эксцентриситет $e < 1$, т.е. орбита является эллипсом (см. рис. 2.1). Именно этот случай, зафиксированный *первым законом Кеплера*, соответствует планетам солнечной системы. Согласно известным формулам аналитической геометрии большая и малая полуоси эллипса определяются выражениями

$$a = \frac{p}{1 - e^2} = G \frac{m_1 m_2}{2|E|}, \quad b = \frac{p}{\sqrt{1 - e^2}} = \frac{\mathcal{L}}{\sqrt{2m|E|}} .$$

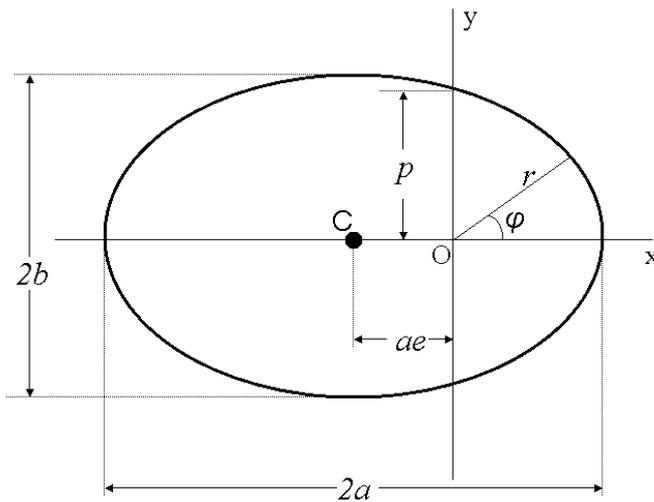


Рис. 2.1. Эллиптическая орбита.

При $e = 0$ эллипс совпадает с окружностью радиуса $r = a = b$, причем точка m движется по окружности с постоянной скоростью

$$v_c = \sqrt{G \frac{m_1 + m_2}{r}}, \quad (2.13)$$

называемой *циклической скоростью*. Решение для кругового движения немедленно получается, если учесть, что роль центростремительной силы

$$F_c = \frac{mV^2}{r}$$

в данном случае выполняет сила гравитации $F = G m_1 m_2 / r^2$. Из равенства $F_c = F$ получаем выражение для циклической скорости v_c .

Учитывая связь между линейной скоростью $v = v_c$ и угловой скоростью $\omega = v/r$, а также связь между ω и периодом обращения по окружности $T = 2\pi/\omega$, подставляя линейную скорость, выраженную через период $v = 2\pi r/T$, в выражение для циклической скорости, получаем

$$T^2 \frac{m_1 + m_2}{r^3} = \frac{4\pi^2}{G}. \quad (2.14)$$

Время обращения по эллиптической орбите удобно определить с помощью закона сохранения момента, выраженного через секториальную скорость. Интегрируя выражение (2.12) по времени от нуля до T , получим:

$$2mS = T \mathcal{L},$$

где S – площадь эллипса. Подставляя в это соотношение $S = \pi a b$, находим выражение для периода

$$T = 2\pi a^{3/2} \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{G}}, \quad (2.15)$$

которое по сути является уточненным *третьим законом Кеплера*.

Если $E = 0$ эксцентриситет $e = 1$, т.е. частица движется по параболе с расстоянием перигелия $r_{\min} = p/2$. Учитывая, что в перигелии момент импульса равен $\mathcal{L} = mvr$, находим выражение для скорости точки m в перигелии

$$v_p = \sqrt{\frac{2G(m_1 + m_2)}{r}}, \quad (2.16)$$

которая носит название *параболической*.

Если скорость в перигелии рассматривать в качестве начальной скорости v_0 , то приходим к заключению, что точка m движется по окружности при условии $v_0 = v_c$; при $v_c < v_0 < v_p$ она движется по эллипсу и наконец, при $v_0 = v_p$ орбитой точки m является парабола. Нетрудно также показать, что при $E > 0$ точка движется по гиперболе.

В заключение необходимо отметить, что приведенная масса m не является реальным телом, как и ее орбита $r(\varphi)$ не является траекторией реального тела. Реальными телами являются точки m_1 и m_2 . Их траектории без труда могут быть найдены из соотношения между r_1 , r_2 и r . Если орбита $r(\varphi)$ – эллипс, то и $r_1(\varphi)$ и $r_2(\varphi)$ тоже являются эллипсами. Если речь идет о движении планеты вокруг Солнца, то оба тела под воздействием взаимного притяжения движутся по эллиптическим орбитам вокруг их общего центра инерции. Однако из-за большого различия их масс размеры орбит и скорости их движения сильно различаются. Так если $m_1 = M_\odot$ – масса Солнца, а $m_2 = m$ – масса планеты, то для радиус-вектора и скорости Солнца имеем

$$r_1 \approx r \frac{m}{M_\odot} \ll r \quad \text{и} \quad v_1 \approx v \frac{m}{M_\odot} \ll v.$$

В то же время для планеты $r_2 \approx r$ и $v_2 \approx v$ с точностью до членов порядка $m/M_\odot \ll 1$. Приходим к заключению, что скорость Солнца значительно меньше скорости планеты. Поэтому приближенно справедливо утверждение о том, что планета вращается вокруг неподвижного Солнца.

2.3. Возмущенное движение

Если бы какое-либо тело солнечной системы притягивалось только Солнцем, то оно двигалось бы вокруг Солнца точно по законам Кеплера. Такое движение, соответствующее решению задачи двух тел, называется невозмущенным. В действительности же все тела солнечной системы притягиваются не только Солнцем, но и друг другом. Поэтому ни одно тело не может двигаться точно по эллипсу либо по параболе. Отклонения в движении тел от законов Кеплера называются *возмущениями*, а реальное их движение – *возмущенным движением*. Изменения элементов орбиты тела вследствие притяжения его другими телами, помимо главного (*центрального*) тела, называются возмущениями. Поскольку эти возмущения по величине невелики, их можно рассчитать приближенными методами.

Для того чтобы качественно проиллюстрировать возмущенное движение, рассмотрим характер движения Луны (рис. 2.2). Для Луны центральным телом является Земля, а основным возмущающим телом – Солнце.

Поскольку эксцентриситет лунной орбиты невелик, будем приближенно считать ее круговой с радиусом, равным среднему расстоянию между Луной и Землей

$$r_{ME} = 3.84 \cdot 10^{10} \text{ см.}$$

Притяжение Земли сообщает Луне ускорение

$$a_{ME} = G \frac{M_E}{r_{ME}^2}.$$

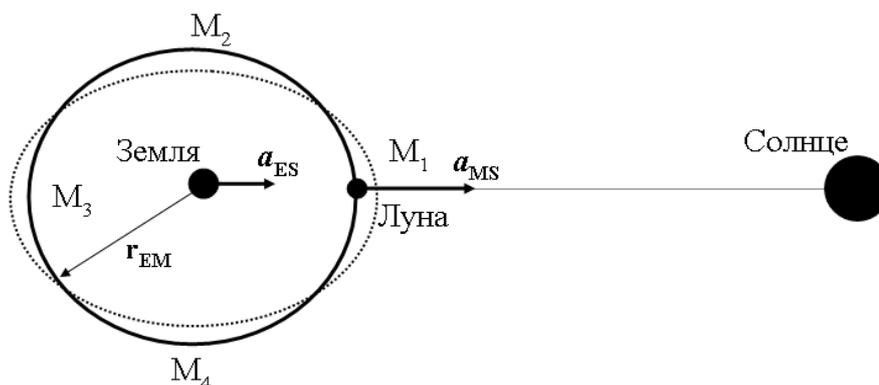


Рис. 2.2. Возмущающее воздействие Солнца на орбитальное движение Луны. Сплошной линией показана невозмущенная орбита Луны, пунктирной – орбита, возмущенная воздействием Солнца.

Ускорение Луны, вызванное притяжением Солнца, равно

$$a_{MS} = \frac{GM_{\odot}}{r_{MS}^2}.$$

Здесь r_{MS} – расстояние от Луны до Солнца. Отношение этих ускорений равно

$$\frac{a_{MS}}{a_{ME}} = \frac{M_{\odot}}{M_E} \left(\frac{r_{MS}}{r_{ME}} \right)^2 \approx 2,$$

если учесть, что $M_{\odot}/M_E = 333\,000$ и $r_{MS}/r_{ME} = 390$. Тем самым приходим на первый взгляд к парадоксальному результату: сила, действующая на Луну со стороны Солнца в два раза больше силы притяжения Луны Землей, однако Луна является спутником Земли, а не Солнца.

Для объяснения этого кажущегося парадокса необходимо определить величину возмущения, вызываемого Солнцем на движение Луны относительно Земли, с учетом того, что ускорение Земли под действием Солнца равно

$$a_{ES} = \frac{GM_{\odot}}{r_{ES}^2},$$

где $r_{ES} = 1$ а.е. – расстояние от Земли до Солнца. Иными словами, требуется оценить разницу ускорений Земли и Луны, вызванных воздействием Солнца. Для этого рассмотрим случай, когда Луна находится в точке M_1 между Землей и Солнцем (рис.2.2). В этом случае $r_{MS} = r_{ES} - r_{ME}$ и ускорение Луны относительно Земли под действием Солнца есть

$$a'_{ME} = \frac{GM_{\odot}}{(r_{ES} - r_{ME})^2} - \frac{GM_{\odot}}{r_{ES}^2} = \frac{GM_{\odot} r_{ME} (2r_{ES} - r_{ME})}{(r_{ES} - r_{ME})^2 r_{ES}^2}.$$

Так как r_{ME} мало по сравнению с r_{ES} , то приближенно имеем

$$a'_{ME} \approx 2GM_{\odot} \frac{r_{ME}}{r_{ES}^3}.$$

Эта величина по сравнению с ускорением Луны, вызванным притяжением Земли, составляет

$$\frac{a'_{ME}}{a_{ME}} = 2 \frac{M_{\odot}}{M_E} \left(\frac{r_{ME}}{r_{ES}} \right)^3,$$

что приблизительно равно $1/90$. Таким образом, приходим к заключению, что воздействие Солнца на относительное движение Луны вокруг Земли примерно в 100 раз меньше воздействия Земли на Луну, которое по этой причине и является основным.

В точке M_1 Солнце отдаляет Луну от Земли, а в точке M_3 – Землю от Луны. Нетрудно показать, что в точках M_2 и M_4 возмущающая сила несколько сближает Луну и Землю, так как ускорения, сообщаемые им Солнцем, в этих случаях равны по величине, а их направления сходятся под острым углом.

Аналогичным образом можно рассчитать возмущающую силу, действующую со стороны Луны на Землю. Так как размеры Земли конечны, силы лунного притяжения на

разные точки Земли неодинаковы. Если бы Земля была абсолютно твердым телом, то под действием этих возмущающих сил в теле Земли появились бы натяжения и едва заметные деформации. Действие этих сил на водную поверхность Земли вызывает весьма заметные явления, которые называются *приливами и отливами*.

Проводя рассмотрение, как и в случае описания возмущающего воздействия Солнца на орбиту Луны, нетрудно установить, что участки земной поверхности, расположенные на линии Земля – Луна, испытывают ускорение по отношению к центру Земли, равное

$$a'_{EM} = \frac{2GM_M R_E}{r_{ME}^3}.$$

Боковые же участки земной поверхности, напротив, получают некоторое ускорение к центру Земли. Следовательно, под действием лунного притяжения водная оболочка Земли принимает форму эллипсоида, вытянутого вдоль направления Земля-Луна, так что на участках, прилегающих к этому направлению, будут наблюдаться приливы, а на боковых участках – отливы, подобно тому, как деформируется орбита Луны за счет возмущающего воздействия Солнца (см. рис. 2.2). Вследствие вращения Земли приливные выступы передвигаются по земной поверхности, так что за время между двумя последовательными кульминациями Луны, равное в среднем 24^h52^m , приливные выступы обходят вокруг земного шара и за это время в каждом месте произойдет два прилива и два отлива.

Притяжение Солнца с учетом конечности Земли создает аналогичный эффект. Ускорение приливообразующей силы Солнца равно

$$a'_{ES} = \frac{2GM_{\odot} R_E}{r_{ES}^3}.$$

Это ускорение примерно в 2.2 раза меньше ускорения a'_{EM} , обусловленного Луной.

Высота прилива в разных местах неодинакова. Во внутренних морях, например, в Черном и Балтийском, приливы малы – всего несколько сантиметров. В океане, вдали от побережья, величина прилива около 1 м, но у берегов, в зависимости от их очертаний, приливы могут достигать 15-20 м.

2.4. Определение масс небесных тел

Закон всемирного тяготения позволяет измерить одну из важнейших физических характеристик небесного тела – его массу. При этом используется несколько разных методов определения массы: из измерений силы тяжести на поверхности данного тела (гравиметрический способ); по третьему (уточненному) закону Кеплера; из анализа наблюдаемых возмущений, производимых небесным телом в движении других небесных тел.

Первый способ применим пока только к Земле. Поскольку, как было показано, ускорение силы тяжести на поверхности Земли

$$g = G \frac{M_E}{R_E^2}$$

определяется массой Земли и ее радиусом, масса Земли

$$M_E = \frac{gR_E^2}{G}$$

может быть определена по известному значению ускорения g , если известна также величина ее радиуса R_E . Значение радиуса Земли определено из непосредственных измерений на ее поверхности. По известным в настоящее время значениям величин g и R_E получается масса Земли

$$M_E = 5.976 \cdot 10^{27} \text{ г.}$$

Третий, уточненный закон Кеплера позволяет определить соотношение между массой Солнца и массой планеты, если у последней имеется спутник и известны его расстояние от планеты и период обращения вокруг нее. Действительно, поскольку движение спутника вокруг планеты подчиняется тем же законам, что и движение планеты вокруг Солнца, справедливо соотношение

$$\frac{T_p^2}{T_s^2} \frac{M_\odot + M}{M + m} = \frac{a_p^3}{a_s^3},$$

в котором M и m – массы планеты и спутника, T_p и T_s – периоды вращения планеты вокруг Солнца и спутника вокруг планеты, a_p и a_s – большие полуоси орбит планеты и спутника соответственно. Это соотношение легко преобразовать к виду

$$\frac{M_\odot / M + 1}{1 + m / M} = \frac{T_s^2 a_p^3}{T_p^2 a_s^3}.$$

Отношение M_\odot / M для всех планет велико; отношение же m/M , наоборот, мало и им можно пренебречь. С учетом этого получаем выражение для массы планеты

$$M = \frac{M_\odot}{T_s^2 a_p^3 / (T_p^2 a_s^3) - 1}. \quad (2.17)$$

Определенная таким образом масса Юпитера составляет $M_\odot / 1050$.

Так как масса Луны не является пренебрежимо малой в сравнении с массой Земли, отношением m/M пренебрегать нельзя. Отношение масс Луны и Земли $M_M / M_E = 1/83.3$ было найдено из наблюдений возмущений в движении искусственных спутников Земли. С использованием соотношения (2.17) получается, что масса Солнца в 333 000 раза больше массы Земли, т.е.

$$M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ г.}$$

Массы планет, не имеющих спутников (Меркурий, Венера, Плутон), определяются из анализа возмущений, которые они производят в движении других планет.

2.5. Движение космических аппаратов

Траектория космического аппарата состоит из двух основных участков: *активного* и *пассивного*. Движение на активном участке определяется в основном тягой реактивных

двигателей, сопротивлением земной атмосферы и притяжением Земли. Пассивный участок траектории начинается с момента выключения двигателей последней ступени ракеты. На этом участке космический аппарат движется под действием притяжения Земли и других тел солнечной системы.

Исторически первый и наиболее распространенный тип космических аппаратов – *искусственные спутники Земли* (ИСЗ). При движении ИСЗ по орбите основной силой действующей на него является притяжение Земли, а закономерности его движения совпадают с законами обращения планет вокруг Солнца.

Двигатели космического корабля и топливо для их работы составляют значительную часть массы корабля: стартовая масса современных ракетносителей составляет величину от 10 т до 10 тыс. т; масса топлива – около 90% от стартовой массы ракеты. Вследствие этого по соображениям экономичности активный участок траектории должен быть максимально коротким: он заканчивается на ближайшем к Земле участке орбиты, на которую требуется вывести космический аппарат. Как следует из рассмотрения закономерностей движения планет вокруг Солнца (см. рис. 2.3), скорость аппарата в этой точке направлена перпендикулярно линии, соединяющей его с центром Земли. Поэтому работа двигателей корабля сводится к выводу космического аппарата за пределы земной атмосферы и приданию ему в ближайшей к Земле точке расчетной пассивной траектории необходимой скорости в горизонтальном относительно поверхности Земли направлении.

Тело, запущенное горизонтально на высоте h от поверхности Земли станет ИСЗ, если его скорость в этот начальный момент окажется достаточно большой. Если скорость запуска точно равна циклической на данной высоте h , то тело будет двигаться по круговой орбите. Масса искусственного спутника ничтожно мала в сравнении с массой Земли, поэтому круговая скорость на расстоянии $r = R_E + h$ от центра Земли в соответствие с выражением (2.13) есть

$$v_c = \sqrt{\frac{GM_E}{r}} = \sqrt{\frac{gR_E^2}{R_E + h}}, \quad (2.18)$$

где g – ускорение силы тяжести у поверхности Земли.

У воображаемого спутника, движущегося по окружности радиуса $r = R_E$ у самой поверхности Земли ($h = 0$) скорость равна

$$v_{1k} = \sqrt{gR_E} = 7.91 \text{ км/с.}$$

Эта скорость называется *первой космической скоростью относительно Земли*. Из-за наличия атмосферы реальные запуски спутников осуществляются на высотах $h > 150$ км, где тормозящее воздействие атмосферы мало. Циклическая скорость на конечной высоте h меньше первой космической, как это видно из соотношения

$$v_c = v_{1k} \sqrt{\frac{R_E}{R_E + h}}.$$

Если скорость запуска тела лежит в пределах $v_c < v_0 < v_p$, то оно движется по эллиптической орбите (см. рис. 2.3). Период обращения согласно третьему закону Кеплера (2.15) равен

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{GM_E}} a^{3/2} = \frac{2\pi}{R_E \sqrt{g}} a^{3/2}. \quad (2.19)$$

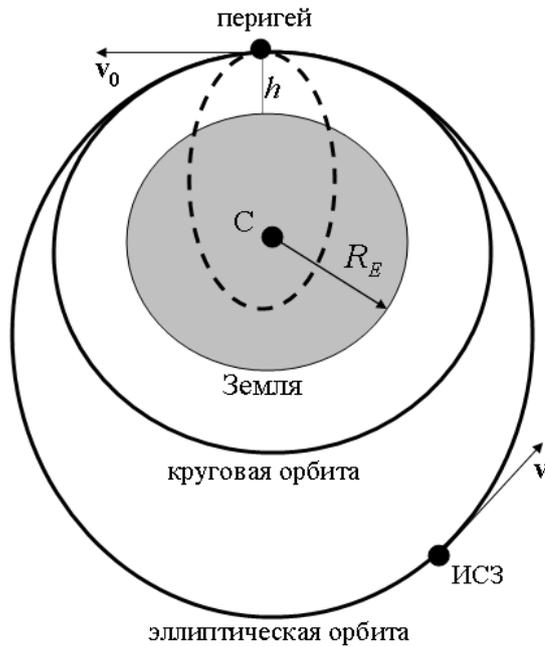


Рис. 2.3. Орбиты искусственного спутника Земли (ИСЗ) при разных значениях начальной скорости v_0 .

Одна из основных причин, изменяющих орбиту спутника – влияние сопротивления атмосферы Земли. Поскольку плотность атмосферы падает с высотой, основное сопротивление спутник испытывает вблизи перигея. Вследствие этого высота апогея орбиты спутника с каждым оборотом уменьшается. В результате уменьшается эксцентриситет орбиты, она становится все более близкой к круговой. Когда высота апогея становится сравнимой с высотой перигея, спутник испытывает торможение вдоль всей орбиты. Так как спутник с каждым оборотом снижается, то его потенциальная энергия уменьшается, часть ее переходит в кинетическую энергию. Это приращение энергии с избытком компенсирует энергию, теряемую на преодоление сопротивления атмосферы. Поэтому скорость спутника не уменьшается, а наоборот, увеличивается, в то время как радиус орбиты уменьшается. Если не предпринимать дополнительных мер, спутник входит в плотные слои атмосферы и сгорает.

Если на высоте h от поверхности Земли телу сообщить начальную скорость $v_0 < v_c$, то оно также начнет двигаться по эллиптической орбите вокруг центра Земли, как и в случае $v_0 > v_c$, с той разницей, что точка запуска в этом случае является апогеем орбиты, а центр Земли расположен в дальнем от точки запуска фокусе эллипса. Однако, поскольку в этом случае орбита пересекает поверхность Земли (такая орбита показана штриховой линией на рис.2.3), движение по ней возможно только непродолжительное время.

Для того чтобы космический аппарат преодолел притяжение Земли необходимо в начале пассивного участка сообщить ему скорость равную или большую чем

$$v_p = \sqrt{2}v_c.$$

Если считать, что запуск произошел у самой поверхности Земли ($h = 0$), то эта скорость равна

$$v_{2k} = \sqrt{2}v_{1k} = 11.2 \text{ км/с.}$$

Она носит название *второй космической скоростью относительно Земли*. Параболическая скорость при запуске на высоте h меньше второй космической и определяется по формуле

$$v_p = v_{2k} \sqrt{\frac{R_E}{R_E + h}}. \quad (2.20)$$

Если скорость запуска космического аппарата v_0 превышает параболическую скорость v_p , то аппарат через некоторое время удаляется от Земли на достаточно большое расстояние $r \gg R_E$ и преобладающей силой, действующей на него, становится притяжение Солнца. Дальнейшее движение аппарата зависит от величины его скорости относительно Солнца V , называемой гелиоцентрической скоростью с учетом того, что Земля движется относительно Солнца с орбитальной скоростью V_E .

Из закона сохранения энергии аппарата при его движении в поле тяжести Земли следует, что его кинетическая энергия при удалении на расстояние $r \gg R_E$ уменьшилась на величину потенциальной энергии в точке запуска r_0 , что позволяет определить скорость аппарата относительно Земли:

$$v^2 = v_0^2 - \frac{2GM_E}{r_0}.$$

Если эта скорость близка к нулю, то аппарат становится, как и Земля, спутником Солнца. Если приближенно принять, что орбита Земли круговая, то орбитальная скорость Земли равна круговой скорости относительно Солнца с радиусом орбиты $r_E = 1$ а.е.:

$$V_c = \sqrt{\frac{GM_\odot}{r_E}} = 29.8 \text{ км/с}.$$

Параболическая скорость относительно Солнца на расстоянии, равном радиусу земной орбиты, равна

$$V_p = \sqrt{2}V_c = 42.1 \text{ км/с}.$$

Следовательно, если гелиоцентрическая скорость аппарата выше параболической скорости V_p , аппарат при его движении в поле тяготения Солнца покинет пределы Солнечной системы.

Гелиоцентрическая скорость аппарата, имеющего скорость v относительно Земли, зависит от его направления движения относительно направления орбитального движения Земли. Если при выходе из сферы действия Земли аппарат движется в направлении орбитального движения Земли и имеет при этом гелиоцентрическую скорость $V = V_p$, то его скорость относительно Земли

$$v = V_p - V_c = 12.3 \text{ км/с},$$

а при выходе в сторону, противоположную орбитальному движению Земли

$$v = V_p + V_c = 71.9 \text{ км/с}.$$

Тогда начальная скорость аппарата (скорость запуска)

$$v_0 = \sqrt{v_p^2 + v^2}$$

в первом случае равна $v_0 = 16.6$ км/с, а во втором случае $v_0 = 72.8$ 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. Ее значения лежат в пределах

$$16.6 \text{ км/с} < v_0 < 72.8 \text{ км/с}.$$

Минимальная скорость

$$v_{3к} = 16.6 \text{ км/с}$$

называется *третьей космической скоростью относительно Земли*.

2.6. Ротационные кривые галактик и темная материя

Отдельные звезды в галактиках испытывают закономерное движение под гравитационным воздействием других звезд. Если предположить, что распределение массы галактики в пределах ее объема приблизительно сферически симметрично, то следует ожидать, что звезды движутся по круговым орбитам вокруг галактического центра. Скорость их движения в соответствие с выражением (2.13) может быть представлена в виде

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}},$$

где r – радиус орбиты, M_r – масса вещества галактики, сосредоточенного внутри орбиты.

Полагая для простоты, что вещество галактики распределено в пределах сферического объема радиуса R с однородной плотностью ρ , получаем

$$M_r = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho.$$

Поэтому для внутренней части галактики ротационная кривая – зависимость скорости звезды от расстояния до центра галактики – имеет вид

$$v(r) \propto r.$$

Если расстояние r превышает размер (радиус) галактики R , то M_r есть масса всей галактики M . Следовательно, отдельные периферические звезды, расположенные на больших расстояниях $r > R$, должны двигаться по своим орбитам со скоростями

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} \propto r^{-1/2},$$

поскольку в этом случае $M_r = M$.

Для всех известных галактик результат измерения скоростей звезд на больших расстояниях $r > R$ имеет вид

$$v(r) = \text{const.}$$

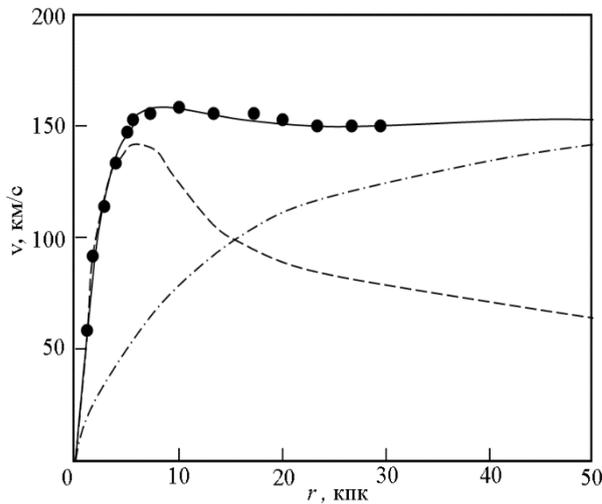


Рис. 2.4. Ротационная кривая галактики NGC 3198. Вклад видимой, темной материи и их сумма показан штриховой, штрих-пунктирной и сплошной линиями соответственно. Точки – результаты наблюдений.

Такая зависимость означает, что масса галактики и в области $r > R$ распределена по закону

$$M_r \propto r.$$

Это указывает на существование огромной неизлучающей массы вещества, распложенной далеко за пределами видимого объема галактики (см. рис. 2.4). Наблюдения такого рода легли в основу гипотезы о наличии у галактик гало, состоящего из невидимой или *темной материи*. Анализ результатов таких наблюдений привели к заключению, что масса темной материи во Вселенной в пять раз превосходит массу барионной материи.

Задачи к главе 2:

1. Доказать, что сила гравитационного притяжения, действующая со стороны массивной сферической оболочки на материальную точку, находящуюся внутри сферы, равна нулю.
2. Вывести выражение для гравитационной силы, действующей на материальную точку массы m со стороны шарообразного однородного тела массы M и радиуса R как функцию расстояния r точки m от центра тела M для расстояний $r < R$.
3. Вывести выражение для гравитационной энергии шарообразного однородного тела массы M и радиуса R .
4. Оценить относительную разницу значений кинетической энергии, которую требуется сообщить телу для вывода его на околоземную круговую орбиту радиуса R_E , в двух случаях, когда его запуск производится в направлении на восток и на запад из точки земной поверхности с географической широтой λ .
5. Доказать, что из второго закона Кеплера следует вывод: скорость планеты максимальна в точке наибольшего сближения с Солнцем и минимальна при максимальном удалении от Солнца.
6. Можно ли запустить ИСЗ, который, двигаясь по своей орбите, неизменно находился бы над Москвой?
7. Вывести закон изменения скорости ракеты во времени $V(t)$, принимая во внимание, что ракета находится вне действия внешних сил и движется за счет реактивной тяги, которая возникает в результате выброса выхлопных газов со скоростью v относительно ракеты. Начальная масса ракеты $M_0 = M(t_0) = M_s + m_0$ включает массу полезной нагрузки M_s и массу топлива $m_0 = m(t_0)$. Скорость ракеты $V(t)$ выразить в терминах v , M_0 и $m(t)$.

8. Геостационарной называется орбита, лежащая в экваториальной плоскости Земли, период обращения спутника по которой равен периоду вращения Земли вокруг своей оси. Рассчитать радиус геостационарной орбиты спутника Земли и скорость ИСЗ, движущегося по этой орбите.
9. Первый ИСЗ совершал один оборот вокруг Земли за 90 минут. Может ли современный космический аппарат облететь Землю быстрее?
10. «Траекторией тела, брошенного под углом к горизонту, является парабола» гласит школьный учебник физики. Согласно же первому закону Кеплера траекторией тела должен быть эллипс (точнее – его часть). Дать объяснение этому кажущемуся противоречию.

3. Излучение и поглощение электромагнитных волн

Основным источником информации о небесных телах остается электромагнитное излучение. С древнейших времен и до середины 20-го века астрономические наблюдения проводились исключительно в оптическом диапазоне электромагнитного спектра. Радионаблюдения космических источников начались во многом благодаря развитию радиотехники для целей связи и радиолокации. Земная атмосфера не пропускает коротковолновое излучение. Поэтому регистрация ультрафиолетового, рентгеновского и гамма-излучения от небесных объектов начиналась с 1960-х годов, когда стали возможны запуски детекторов жесткого излучения в высокие слои атмосферы до высот около 40 км с помощью баллонов и за ее пределы на искусственных спутниках Земли.

Вещество (барионное) в любом физическом состоянии излучает и поглощает электромагнитные волны. Более 99% видимого вещества в природе имеет температуру выше 100 тысяч градусов. Это вещество звезд и горячего разреженного межзвездного и межгалактического газа. При такой температуре газ полностью ионизован, то есть представляет собой плазму, состоящую из свободных электронов, ионов и ядер. Свойства такого вещества сравнительно простые, и только при температуре ниже 10^4 К, когда электроны оказываются связанными с ядрами, процесс взаимодействия частиц, как и процесс излучения и поглощения света, становится значительно сложнее.

3.1. Основные понятия

Важной характеристикой излучения является *интенсивность*, которая есть энергия излучения, протекающей перпендикулярно плоской поверхности единичной площади за единицу времени в заданном направлении в единичном интервале частот (или длин волн). В соответствие с определением интенсивность излучения, падающего на небольшую площадку площади dS в направлении, характеризуемым вектором \mathbf{k} (рис. 3.1), – это мощность проходящей через площадку энергии излучения dE/dt , отнесенная к проекции

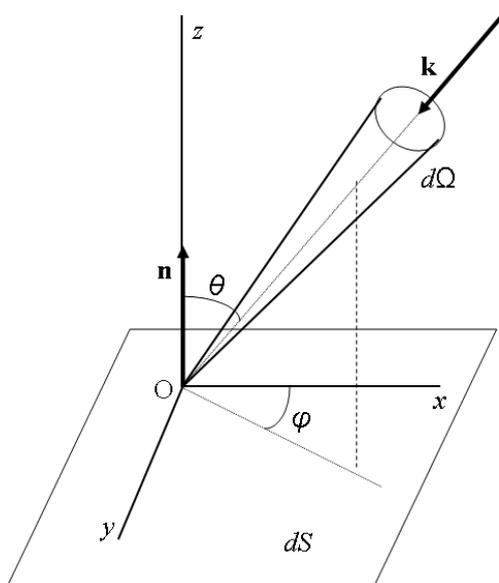


Рис. 3.1 К определению интенсивности излучения. Направление излучения характеризуется вектором \mathbf{k} и телесным углом $d\Omega$ вокруг него. Система координат OXYZ выбрана таким образом, что площадка dS лежит в плоскости OXY так, что нормаль к ней \mathbf{n} направлена вдоль оси Z.

площади площадки на плоскость волнового фронта $dS_k = \cos \theta dS$, окружающему вектор \mathbf{k} телесному углу $d\Omega$ и к интервалу частоты $d\nu$ или длин волн $d\lambda$:

$$I_\nu = \frac{dE}{\cos \theta dS dt d\Omega d\nu} \quad \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}}$$

или

$$I_\lambda = \frac{dE}{\cos \theta dS dt d\Omega d\lambda} \quad \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{см}},$$

соответственно. Здесь $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ – элемент телесного угла. Переход от I_ν к I_λ осуществляется через очевидное соотношение $\nu d\nu = |\lambda d\lambda|$, из которого следует

$$I_\nu = I_\lambda \frac{\lambda}{\nu}.$$

Помимо дифференциальной интенсивности I_ν или I_λ используется интегральная интенсивность

$$I = \int_0^\infty d\lambda I_\lambda = \int_0^\infty d\nu I_\nu,$$

которая характеризует энергию излучения, проинтегрированную по его спектру.

Интенсивность является характеристикой излучения, распространяющегося в направлении \mathbf{k} , и не зависит от ориентации выбранной (или воображаемой) площадки (рис. 3.1).

Мощность излучения, проходящего через площадку единичной площади характеризуется *плотностью потока энергии излучения*

$$F = \int \cos \theta I d\Omega.$$

Интегрирование в этом выражении выполняется по направлениям волнового вектора \mathbf{k} . Размерность интегральной плотности потока излучения – эрг/(см²·с). Аналогичным образом выражаются дифференциальные потоки F_λ (размерности эрг/(см²·с·см)) и F_ν (эрг/(см²·с·Гц)) через интенсивности I_λ и I_ν соответственно.

В случае изотропного излучения интенсивность не зависит от направления \mathbf{k} , поэтому поток энергии излучения F равен нулю.

В случае бесконечной излучающей поверхности, совпадающей с плоскостью OXYZ, в полупространстве $z > 0$ присутствует только излучение, отвечающее направлениям, соответствующим $0 \leq \theta \leq \pi/2$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, причем интенсивность во всех этих направлениях одинакова. Нетрудно установить, что плотность потока энергии излучения исходящей из единицы поверхности рассматриваемой плоскости связана с интенсивностью соотношением $F = \pi I$. Это соотношение применимо, в частности, для поверхности звезды – фотосферы.

В условиях космоса типичным примером источника излучения является звезда радиуса R , расположенная на расстоянии $r \gg R$ от наблюдателя. В этом наиболее распространенном случае поток излучения F принято относить к площадке, располагаемой перпендикулярно линии, которая соединяет центр звезды и наблюдателя. Из соображений симметрии ясно, что поток излучения F является функцией расстояния r и не зависит от направления \mathbf{r} . Поэтому величина $4\pi r^2 F$ есть энергия, излучаемая звездой в единицу времени, т.е. ее светимость L . Отсюда

$$F = \frac{L}{4\pi r^2}.$$

Этот поток связан с интенсивностью в точке наблюдения простым соотношением $F = I\Delta\Omega$, в котором $\Delta\Omega = \pi R^2 / r^2$ - телесный угол, в пределах которого наблюдатель видит звезду. Отсюда с учетом того, что в пределах телесного угла $\Delta\Omega$ с высокой точностью $\cos\theta \approx 1$ следует выражение для интенсивности излучения

$$I = \frac{L}{4\pi^2 R^2}.$$

Отсюда следует, что в пределах телесного угла $\Delta\Omega$, т.е. при $\theta \leq R/r$, интенсивность постоянна и не зависит от расстояния r , тогда как за его пределами, т.е. при $\theta > R/r$, интенсивность равна нулю.

Плотность энергии излучения – это энергия излучения в единичном объеме пространства

$$E_\gamma = \frac{1}{c} \int I d\Omega.$$

Она имеет размерность эрг/см³. Аналогичным образом спектральная плотность энергии излучения E_ν и E_λ выражается через интенсивности I_λ и I_ν соответственно.

Спектр – это распределение интенсивности (или потока) излучения по длинам волн $I_\lambda (F_\nu)$ или частотам $I_\nu (F_\lambda)$.

Тепловое излучение – это излучение среды, в которой энергия хаотического движения частиц тем или иным способом переходит в энергию фотонов. Примером теплового излучения служит свободно-свободное (тормозное) излучение электронов в поле положительных ионов, ударное возбуждение атомных уровней с последующим высвечиванием и т.д. Характерная особенность любого типа теплового излучения заключается в том, что при усреднении коэффициента излучения по тепловому (максвелловскому) распределению частиц по скоростям, имеющему экспоненциальное обрезание в области высоких скоростей

$$f(v) \propto v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right),$$

в спектре получающегося непрерывного излучения возникает экспоненциальный спад, начиная с энергий $h\nu \sim kT$. Здесь

$$k = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}$$

– постоянная Больцмана.

Иная ситуация для *нетеплового излучения*: его спектр может простирается в область очень высоких энергий и он не имеет никакого отношения к температуре среды. Примеры нетеплового излучения – *синхротронное излучение* релятивистских электронов в магнитном поле, *черенковское излучение* заряженных частиц в среде и т.д. Нетепловое излучение производится популяцией высокоэнергичных заряженных частиц – космическими лучами, энергетический спектр которых совершенно не похож на максвелловский. Интенсивное нетепловое излучение наблюдается от объектов, в которых происходит генерация (ускорение) космических лучей.

3.2. Спектр излучения абсолютно черного тела

Важнейший пример теплового излучения представляет собой излучение абсолютно черного тела. Излучение абсолютно черного тела находится в *полном термодинамическом равновесии* со средой и потому называется *равновесным излучением*.

Термодинамическое равновесие – состояние, при котором устанавливается детальный баланс всех элементарных физических процессов: излучения и поглощения, ионизации и рекомбинации и т.д.; все прямые и обратные процессы идут с одинаковыми скоростями. При термодинамическом равновесии существует только одно значение температуры, которое определяет физическое состояние среды. В природе термодинамическое равновесие нигде не выполняется строго. *Локальное термодинамическое равновесие* означает, что в каждой малой области детальное равновесие существует и поддерживает термодинамическое равновесие, но температура является функцией координат и времени. При локальном термодинамическом равновесии выполняется *закон Больцмана* распределения атомов по энергиям и *закон Максвелла* распределения свободных частиц по скоростям (энергиям).

Условие термодинамического равновесия совместно с *соотношениями Эйнштейна* для вероятностей испускания и поглощения света позволяет определить спектр равновесного излучения или *спектр абсолютно черного тела*, который описывается *функцией Планка* $I_\nu = B_\nu(T)$ и зависит только от температуры T . Поле равновесного излучения изотропно и неполяризовано.

Функция Планка может быть записана в виде удельной интенсивности в единичном интервале частот с размерностью эрг/(см²·с·Гц·стер)

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (3.1)$$

или виде удельной интенсивности в единичном интервале длин волн (в единицах эрг/(см³·с·стер))

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}. \quad (3.2)$$

В предельном случае низких частот $h\nu \ll kT$ формула Планка переходит в *закон Релея Джинса*

$$B_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} kT. \quad (3.3)$$

В выражение для интенсивности в этом случае не вошла постоянная Планка, в этом пределе формула описывает чисто классическое излучение. Попытка экстраполировать закон Рэлея–Джинса в область более высоких частот приводит к противоречию: энергия излучения $\int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu I_\nu \propto \nu_2^3 - \nu_1^3$, сосредоточенная в интервале частот $\nu_1 - \nu_2$, неограниченно растет с ростом частоты ν_2 . Это противоречие, получившее название «ультрафиолетовая катастрофа», является следствием непригодности закона Рэлея-Джинса в области высоких частот.

Для области высоких частот $h\nu \gg kT$ формула Планка переходит в закон Вина

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (3.4)$$

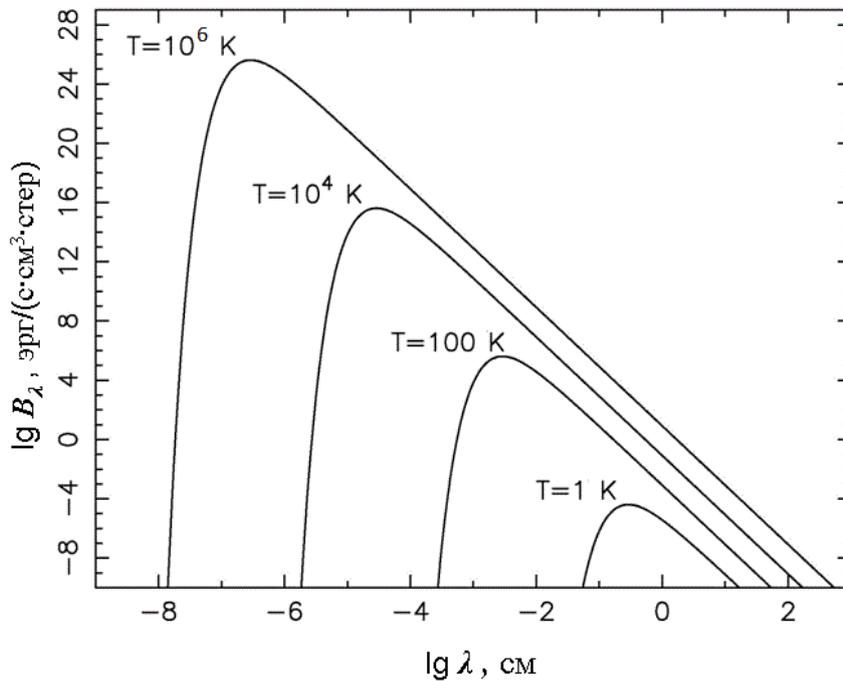


Рис. 3.2. Спектры излучения абсолютно черного тела (интенсивность как функция длины волны излучения) при разных значениях температуры T .

Поскольку $\frac{dB_\lambda}{dT} > 0$ для всех длин волн λ , кривые функции Планка для разных температур нигде не пересекаются друг с другом, планковская кривая с температурой $T_2 > T_1$ целиком лежит выше кривой с температурой T_1 (см. рис. 3.2). Максимум излучаемой абсолютно черным телом энергии приходится на частоту ν_{max} , значение которой получается из условия $\frac{dB_\nu}{d\nu} = 0$:

$$h\nu_{max} \approx kT. \quad (3.5)$$

Аналогичным образом получается значение длины волны λ_{max} , которой отвечает максимум спектра B_λ :

$$\lambda_{max} = \frac{1}{4.97} \frac{hc}{kT} \approx 0.29 \left(\frac{1\text{K}}{T} \right) \text{см}. \quad (3.6)$$

Выражения для λ_{max} и ν_{max} носят название *закона смещения Вина*.

Выражение для потока энергии, излучаемый единицей поверхности абсолютно черного тела в единицу времени получается, если спектр B_ν проинтегрировать по полусфере направлений и по всем частотам:

$$F = \iint B_\nu \cos \theta d\Omega d\nu = \pi \int B_\nu d\nu = \sigma_B T^4. \quad (3.6)$$

Это закон *Стефана-Больцмана*, в котором

$$\sigma_B = \frac{2\pi^6 k}{15c^5 h^3} \approx 5.67 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{град}^4} \quad (3.7)$$

– *постоянная Стефана-Больцмана*.

Плотность энергии абсолютно черного тела

$$E_\gamma = \frac{1}{c} \iint B_\nu(T) d\nu d\Omega = \frac{4\pi}{c} \int B_\nu d\nu$$

как нетрудно видеть определяется выражением

$$E_\gamma = \frac{4\sigma_B}{c} T^4.$$

Давление, создаваемое этим излучением, есть

$$P_\gamma = \frac{4\sigma_B}{3c} T^4.$$

Нетрудно также установить выражения для средней концентрации фотонов

$$n_\gamma = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty \frac{B_\nu(T)}{h\nu} d\nu \approx \frac{0.5}{\lambda_{max}^3}$$

и средней энергии фотонов

$$\varepsilon_\gamma = E_\gamma/n_\gamma \approx 2.7 kT.$$

3.3. Температура астрофизических источников, определяемая по их излучению

В случае абсолютно черного тела температура тела является единственным параметром, определяющим спектр излучения. В астрофизике, как правило, мы имеем дело с наблюдениями источников в ограниченном диапазоне частот (длин волн). Оценка температуры излучающего тела может быть сделана различными способами. При этом получаемое значение температуры далеко не всегда соответствует физической температуре излучающей среды. Наиболее часто встречаются следующие определения температуры.

Яркостная температура T_b – температура такого абсолютно черного тела, которое имеет интенсивность, равную интенсивности изучаемого источника на данной частоте, $I_\nu = B_\nu(T_b)$. В частном случае радиоволн, для которых почти всегда выполнено условие $h\nu \ll kT$ применимости приближения Рэлея–Джинса, яркостная температура определяется выражением

$$T_b = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I_\nu .$$

Яркостная температура T_b в общем случае есть функция частоты, если спектр не чернотельный. Интенсивность излучения абсолютно черного тела с температурой T является *максимально достижимой* интенсивностью для теплового излучения любого тела с температурой T . Для широкого класса нетепловых спектров яркостная температура не имеет никакого отношения к термодинамическим характеристикам среды (например, в случае синхротронного излучения со степенным спектром). Феноменологически очень высокая яркостная температура является указанием на нетепловой характер излучения (например, для радиоизлучения пульсаров $T_b > 10^{20}$ К).

Эффективной температурой объекта T_{eff} называется температура абсолютно черного тела, излучающего в единицу времени с единицы площади во всем диапазоне частот ту же энергию, что и рассматриваемый объект. В соответствии с этим определением плотность потока излучения поверхности объекта связана с эффективной температурой соотношением

$$F = \iint I_\nu \cos \theta d\Omega d\nu = \sigma_B T_{\text{eff}}^4 .$$

Это соотношение применяется для оценки температуры космических объектов, например, звезд.

Если имеется шарообразное тело (например, звезда или планета) с радиусом R , излучающая в единицу времени энергию L , называемую светимостью тела, то

$$L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{\text{eff}}^4 , \quad (3.8)$$

откуда следует выражение для эффективной температуры

$$T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{\frac{L}{4\pi R^2 \sigma_B}} . \quad (3.9)$$

Эффективные температуры звезд лежат в пределах 10^3 - 10^6 К.

Спектрами, близкими к чернотельным являются: спектры собственного излучения планет, звезд; спектр фонового (реликтового) излучения Вселенной.

Наиболее известные примеры нетепловых спектров – спектры *пульсаров* (вращающихся *нейтронных звезд* с сильным магнитным полем), *радиогалактик*, *квазаров*, *остатков сверхновых звезд*. Характерной особенностью таких спектров является наличие степенной зависимости потока излучения от частоты $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ с показателем спектра (спектральным индексом) α , обычно имеющим значения от 0.5 до 1.

3.4. 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 случае разреженных прозрачных газовых туманностей. Они, как правило, имеют *линейчатый спектр* излучения.

Линейчатое излучение – излучение нагретого газа (плазмы) на определенных частотах, наблюдаемое в форме дискретных спектральных линий. Линейчатое излучение образуется во внешних частях атмосфер звезд (хромосфере, короне), межзвездной и межгалактической среде. Фотоны линейчатого излучения испускаются отдельными атомами (ионами, молекулами), оказавшимися в возбужденном состоянии, при переходах в них электрона на более низкий уровень энергии (в частности, в основное энергетическое состояние). Испущенный атомом фотон может либо выйти из объема плазмы и достичь наблюдателя, либо поглотиться одним из окружающих атомов. В последнем случае атом, поглотивший фотон, оказывается в возбужденном состоянии и может вновь испустить фотон, вообще говоря, уже другой частоты. Если излучение и поглощение происходят многократно, спектральная линия сильно уширяется. Действительно, фотон с частотой, близкой к частоте центра линии, с большой вероятностью поглощается вновь, а фотон с частотой, далёкой от центра линии, легко выходит из объема. Поэтому вероятность выхода фотона в «крыльях» линии эффективно возрастает, т. е. линия уширяется. В пределе больших объемов излучающего вещества линия исчезает – сливается с непрерывным спектром. Поэтому линейчатое излучение сохраняется лишь в случае не слишком большой плотности и размеров излучающей среды.

Линейчатое излучение несёт важную информацию о состоянии и физических процессах в излучающей среде. Наиболее проста спектральная диагностика среды в случае, когда вероятность вторичного поглощения испущенного в любой точке фотона мала, т. е. излучение свободно выходит из объема, занимаемого средой. Такой случай называется оптически тонкой средой.

При переходе из возбужденного состояния m с энергией E_m в состояние n с энергией $E_n < E_m$ атом (ион, молекула) испускает фотон с энергией

$$\varepsilon_\nu = h\nu = E_m - E_n.$$

Светимость излучающего объема V плазмы в спектральной линии, отвечающей переходу $m \rightarrow n$, равна

$$L_{mn} = VN_m(X)A_{mn}(E_m - E_n),$$

где A_{mn} – вероятность перехода $m \rightarrow n$, $N_m(X)$ – концентрация атомов (или ионов) сорта X , находящихся в возбужденном состоянии m .

Величина $N_m(X)$ зависит от концентрации элемента X в рассматриваемом объеме, а также от механизмов возбуждения и дезактивации возбужденного состояния m . Последние зависят от ряда физических параметров среды, таких как плотность, степень ионизации и температура.

Энергии дискретных уровней E_m и вероятности переходов между уровнями A_{mn} определяются исключительно индивидуальными физическими свойствами элемента X . Они рассчитываются теоретически и/или измеряются в лабораторных экспериментах. Положение спектральных линий на шкале энергии или частоты фотонов позволяет надежно идентифицировать их принадлежность определенному химическому элементу (атому, иону или молекуле). Поэтому исследование линейчатого излучения космических объектов позволяет получать информацию о химическом составе объекта, а также о некоторых его физических параметрах.

Идентификацию отдельной линии в наблюдаемом спектре того или иного источника $F_\lambda(\lambda_0)$ невозможно осуществить, даже если длина волны λ_0 , соответствующая данной линии, хорошо известна. Как правило, источник движется вдоль луча зрения относительно наблюдателя с некоторой скоростью v . Поэтому длина волны λ , отвечающая положению данной линии в наблюдаемом спектре, вследствие эффекта Доплера отличается от длины волны λ_0 , отвечающей положению линии в спектре неподвижного источника, на величину

$$\delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \lambda_0 v / c .$$

Здесь $v = dr / dt$ – скорость изменения расстояния r между источником и наблюдателем. Если наблюдатель и источник удаляются друг от друга, как это чаще всего имеет место

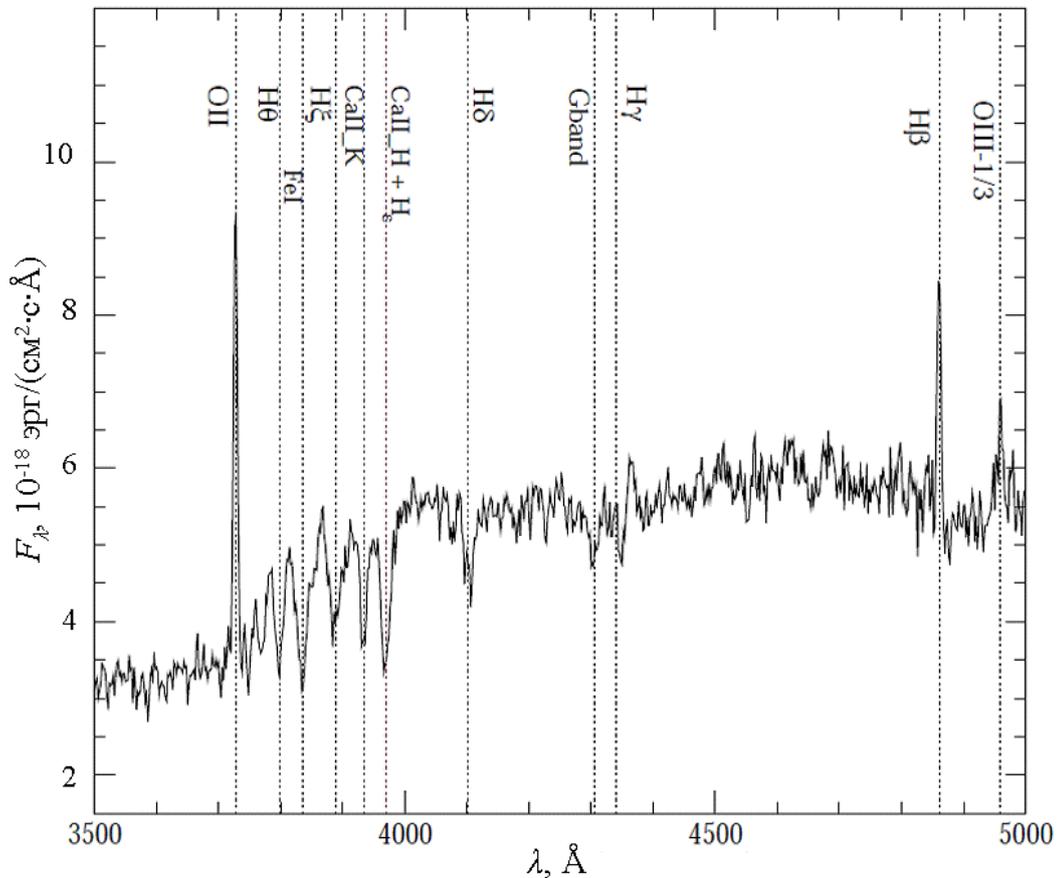


Рис. 3.3. Фрагмент типичного спектра галактики (плотность потока энергии как функция длины волны) с красными смещениями $0.3 < z < 0.45$ (подробнее о красном смещении см. главу 8), трансформированного к системе отсчета источника. Пунктиром показаны некоторые линии излучения и поглощения, обусловленные квантовыми переходами в атомах и ионах.

вследствие расширения Вселенной, то все спектральные линии в наблюдаемом спектре смещены в длинноволновую (красную) область относительно спектра источника на величину $\Delta\lambda = z\lambda_0$, где z – так называемое красное смещение (см. главу 8). Для не очень удаленных объектов, расположенных на расстояниях $r \ll 100$ Мпк, $z \approx v/c < 1$. Для более удаленных объектов красное смещение может быть значительно больше единицы ($z > 1$). Современным методам доступно исследование галактик, расположенных на расстояниях, соответствующих красному смещению $z \approx 10$. Для надежной идентификации спектральных линий удаленного объекта необходимо, чтобы в исследуемом спектре присутствовало несколько линий одного элемента (чаще всего – водорода). Сопоставление положения спектральных линий измеренного спектра с положением линий различных элементов, измеренных в лабораторных условиях, позволяет надежно определить принадлежность линий элементам или их соединениям, а также определить величину красного смещения z . В качестве примера на Рис. 3.3 приведены фрагменты типичных спектров удаленных галактик, приведенные к системе отсчета источника. Видно, что в спектре присутствуют по несколько линий одного элемента.

Помимо наличия спектральных линий (узких пиков интенсивности излучения) в спектрах космических объектов наблюдаются линии поглощения – узкие провалы интенсивности излучения вблизи определенных длин волн (см. рис. 3.3). Линии поглощения образуются вследствие избирательного (резонансного) поглощения излучения атомами среды, расположенной между источником и наблюдателем.

Каждая спектральная линия имеет конечную ширину

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2,$$

которая определяется значениями длин волн $\lambda_1 < \lambda_0$ и $\lambda_2 > \lambda_0$, которым соответствуют двукратное падение интенсивности излучения, относительно максимального значения:

$$I_\lambda(\lambda_1) = I_\lambda(\lambda_2) = I_\lambda(\lambda_0) / 2.$$

Существует ряд факторов, влияние которых приводит к уширению спектральных линий. Одним из наиболее важных факторов является хаотическое движение элементарных излучателей – атомов и ионов, – формирующих наблюдаемое излучение источника. Чаще всего в этом качестве выступает тепловое движение атомов вещества источника. В этом случае наблюдаемая ширина спектральных линий

$$\Delta\lambda \approx \lambda v_T / c$$

определяется величиной характерной тепловой скорости атомов v_T . Отсюда следует, что спектральные линии объектов, вещество которого нагрето до высокой температуры, имеют большую ширину. Примером такого рода является взрыв звезды (вспышка сверхновой), в результате которого вещество звезды разогревается до температуры $T \sim 10^9$ К (см. п.4.9), что приводит к значительному уширению линий $\Delta\lambda \approx 10^{-2} \lambda$ в спектре сверхновых.

Из сказанного следует, что как положение спектральных линий и их интенсивность, так и ширина линий (в общем случае – форма спектральных линий) несут важную информацию о физических параметрах источника излучения.

3.5. Перенос излучения в среде

При прохождении пучка излучения с интенсивностью I_ν пути dx в поглощающей среде часть фотонов выбывает из пучка (поглощается), что описывается уравнением

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu dx, \quad (3.10)$$

в котором α_ν – коэффициент поглощения, зависящий от физических параметров среды. В соответствии с уравнением (3.10) интенсивность пучка уменьшается после прохождения расстояния x от точки $x = 0$ до точки x по экспоненциальному закону

$$I_\nu = I_\nu(0) \exp\left(-\int_0^x \alpha_\nu dx\right).$$

Отнесенный к одному атому коэффициент поглощения

$$\alpha_\nu/n = \sigma_\nu$$

зависит только от свойств самого атома. Величина σ_ν имеет размерность см^2 и носит название *эффективного сечения поглощения*.

Безразмерная величина

$$\tau_\nu = \int_0^x \alpha_\nu dx$$

определяющая степень поглощения вдоль луча распространения света, называется *оптической толщиной*. С учетом определения оптической толщи изменение интенсивности излучения с расстоянием определяется соотношением

$$I_\nu = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu).$$

Слой среды, имеющий большую оптическую толщину $\tau_\nu \gg 1$, называют оптически толстым (среда практически непрозрачна для излучения); слой среды с $\tau_\nu \ll 1$ называют оптически тонким (среда прозрачна для излучения).

По определению геометрическая толщина среды, отвечающая оптической толщине $\tau_\nu = 1$, называется *средней длиной свободного пробега* фотона l_ν . Учитывая связь $\tau_\nu = \alpha_\nu l_\nu$, получаем соотношение

$$l_\nu = \frac{1}{\alpha_\nu} = \frac{1}{\sigma_\nu n},$$

согласно которому длина свободного пробега это обратный коэффициент поглощения.

Если среда способна как излучать, так и поглощать излучение, то в стационарном случае интенсивность излучения описывается уравнение переноса

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\alpha_\nu + j_\nu, \quad (3.11)$$

в котором j_ν – коэффициент излучения, который представляет собой энергию, излучаемую единицей объема среды за единицу времени в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$ в пределах единичного телесного угла. В соответствии с этим определением энергия dE_ν , излучаемая объемом dV в пределах телесного угла $d\Omega$ за время dt , определяется выражением

$$dE_\nu = j_\nu dV d\Omega dt .$$

Размерность коэффициента излучения j_ν – эрг/(см³·с·ср).

С учетом того, что $d\tau_\nu = \alpha_\nu dx$ уравнение переноса (3.11) можно переписать в виде:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu , \quad (3.12)$$

где

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}$$

– функция источника. Целесообразность введения этой функции связана с тем, что часто она находится или вычисляется проще, чем коэффициенты излучения или поглощения по отдельности. Так, согласно закону Кирхгофа, в случае среды, находящейся в локальном термодинамическом равновесии, функция источника представляет собой функцию Планка для равновесного излучения:

$$S_\nu = B_\nu(T). \quad (3.13)$$

В наиболее простом частном случае, когда функция источника постоянна в среде, т.е. не зависит от оптической толщи, решение уравнения переноса имеет вид

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) = S_\nu + e^{-\tau_\nu}[I_\nu(0) - S_\nu]. \quad (3.14)$$

Из этого выражения видно, что в пределе больших оптических толщин $\tau_\nu \gg 1$ интенсивность излучения становится равной функции источника $I_\nu = S_\nu$. Отсюда следует, что излучение среды, находящейся в термодинамическом равновесии, превращается в излучение абсолютно черного тела в пределе больших оптических толщин:

$$I_\nu \rightarrow B_\nu(T) \quad \text{при} \quad \tau_\nu \rightarrow \infty.$$

Непрерывный спектр излучения, близкий к планковскому, может получаться и от оптически тонких сред, если коэффициент поглощения α_ν слабо зависит от частоты.

3.6. Нетепловое излучение

Ряд астрофизических объектов является источником электромагнитного излучения, свойства которого практически не связаны с температурой среды, в которой оно генерируется. Такое излучение принято называть *нетепловым*. Отсутствие связи с температурой среды объясняется тем, что источником энергии излучения является не тепловая энергия среды (газа), а энергия небольшой по количеству популяции высокоэнергичных частиц с

нетепловым энергетическим спектром. Типичным примером такого рода популяции являются космические лучи – ядра химических элементов и электроны, имеющие степенной энергетический спектр в широкой области энергий. Космические лучи повсеместно присутствуют в Галактике, практически равномерно заполняя весь ее объем (см. главу 7). В объектах, в которых происходит интенсивная генерация космических лучей, их концентрация на много порядков превосходит их среднюю концентрацию в Галактике. Такие объекты являются источниками нетеплового излучения, порождаемого космическими лучами. Детектирование нетеплового излучения дает возможность получать информацию как об источниках космических лучей, так и о самих объектах, которые, как правило, отличаются большим энергосодержанием.

В некоторых объектах могут присутствовать популяции частиц по своим характеристикам похожие на космические лучи, хотя и никак не связанные с ними. Поэтому термин «космические лучи» иногда будем употреблять в расширительном смысле, для обозначения популяции заряженных частиц с энергиями, на много превышающими среднюю тепловую энергию среды, и со спектром, существенно отличным от максвелловского.

В зависимости от того, какой физический механизм обеспечивает генерацию излучения, существует несколько типов нетеплового излучения.

3.6.1. Синхротронное излучение

Синхротронное излучение – один из видов магнитотормозного излучения: излучение электромагнитных волн заряженными частицами (в космосе преимущественно электронами), движущимися с релятивистскими скоростями в магнитном поле \mathbf{B} . Оно впервые наблюдалось в ускорителях электронов — синхротронах. Магнитное поле повсеместно присутствует в космосе и оказывает существенное влияние на движение космических лучей, как электронов, так и атомных ядер. Вместе с тем, потери энергии на синхротронное излучение существенна только для электронов и незначительна для протонов и более массивных частиц. Поэтому без потери общности можно говорить о синхротронном излучении электронов, хотя приведенные ниже формулы имеют общий характер.

Электрическое поле \mathbf{E} в космической плазме, как правило, имеет вторичное, индукционное происхождение, поэтому оно мало $E \ll B$ и во многих случаях его влиянием на движение заряженных частиц можно пренебречь.

Магнитное поле искривляет траекторию движения электронов, и возникающее при этом ускорение является причиной электромагнитного излучения.

На заряженную частицу, движущуюся со скоростью \mathbf{v} в плоскости, перпендикулярной внешнему магнитному полю \mathbf{B} , действует сила Лоренца

$$\mathbf{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (3.15)$$

где e – заряд частицы. Сила Лоренца перпендикулярна вектору скорости частицы \mathbf{v} . Поэтому она искривляет траекторию частицы, но не меняет её энергию. В постоянном однородном магнитном поле частица движется с постоянной скоростью $V_{\parallel} = V \cos \theta$ вдоль поля, а в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, она движется с постоянной по абсолютной величине скоростью по окружности радиуса

$$\rho_B = \frac{pc}{|e| B_{\perp}}, \quad (3.16)$$

который называется *ларморовским* или *гирорадиусом*. Здесь p – импульс частицы, $B_{\perp} = B \sin \theta$ – компонента магнитного поля, перпендикулярная скорости частицы, θ – угол между полем \mathbf{B} и скоростью \mathbf{v} .

Излучение нерелятивистских частиц (циклотронное излучение) происходит на частоте

$$\nu_B = \frac{\omega_B}{2\pi},$$

и ее первых гармониках. Здесь

$$\omega_B = \frac{|e| B_{\perp}}{mc} \quad (3.17)$$

– *гирочастота* или *ларморовская частота* нерелятивистской частицы, m – ее масса.

Излучение заряженных ультрарелятивистских частиц, т. е. частиц полная энергия которых $\varepsilon \gg mc^2$, обладает рядом существенных отличий от излучения нерелятивистских частиц. Так, частота вращения по гироокружности электрона с полной энергией $\varepsilon = \Gamma mc^2$ равна

$$\nu_B = \frac{\omega_B}{2\pi\Gamma^2}, \quad (3.18)$$

где $\Gamma = \varepsilon/(mc^2)$ – Лоренц-фактор релятивистской частицы.

Из-за эффекта Доплера частота света, излучаемого быстро движущейся частицей в направлении своего движения, сильно повышается, интенсивность излучения на высоких гармониках возрастает. У релятивистских частиц с Лоренц-фактором $\Gamma \gg 1$ излучение в области высоких гармоник обладает практически непрерывным спектром и сосредоточено в направлении мгновенной скорости в узком конусе с углом раствора

$$\Delta\psi \sim 1/\Gamma.$$

Узкий конус, в пределах которого заключено излучение электрона, поворачивается вместе с поворотом вектора мгновенной скорости электрона. Это означает, что наблюдатель, находящийся в плоскости орбиты электрона, видит вспышки излучения в те моменты времени, когда скорость электрона направлена на него. Вспышки следуют через промежутки времени $T = \nu_B^{-1}$, длительность вспышки

$$\Delta t = \frac{T}{\Gamma^3}.$$

Поскольку частота повторения вспышек достаточно велика, наблюдатель практически видит непрерывное излучение. Максимальная мощность синхротронного излучения одной частицы приходится на частоту

$$\nu_m = 0.435 \nu_B \Gamma^2, \quad (3.19)$$

а суммарная по спектру мощность излучения частицы равна:

$$Q_{tot} = \frac{2e^4 B_{\perp}^2}{3m^2 c^3} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2 \frac{\text{эрг}}{c}. \quad (3.20)$$

Коэффициент излучения, производимого электронами, имеющими энергетический спектр $n(\varepsilon)$, описывается выражением

$$j_\nu = \int d\varepsilon n(\varepsilon) Q(\varepsilon, \nu),$$

в котором $Q(\varepsilon, \nu)$ – спектр излучения электрона с энергией ε . Здесь и далее спектр частиц (или дифференциальная концентрация) $n(\varepsilon)$ определен так, что величина $dN = n(\varepsilon) d\varepsilon$ представляет собой концентрацию частиц с энергией ε в интервале $d\varepsilon$, а величина

$$N(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} d\varepsilon n(\varepsilon)$$

есть концентрация частиц, энергия которых лежит в интервале $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$.

Спектр излучения одного электрона описывается плавной функцией частоты $Q(\varepsilon, \nu)$, которая имеет максимальное значение $\nu = \nu_m$. Приемлемым во многих практически важных случаях приближением для этой функции является представление ее в виде

$$Q(\varepsilon, \nu) = Q_{tot} \delta(\nu - \nu_m).$$

Эта приближенная функция обладает необходимыми свойствами: она имеет максимум при $\nu = \nu_m$ и интеграл от нее по всем частотам есть Q_{tot} .

Энергетический спектр релятивистских электронов в космосе, как правило, в широком диапазоне энергии $mc^2 \ll \varepsilon < \varepsilon_{max}$ имеет степенной вид

$$n(\varepsilon) = \frac{N_0}{mc^2} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^{-\gamma}, \quad (3.21)$$

где N_0 – константа, определяющая суммарную концентрацию электронов; γ – показатель спектра, ε_{max} – энергия электронов, при которой оканчивается степенной участок их спектра.

Коэффициент излучения, производимого электронами, имеющими спектр (3.21) определяется соотношением:

$$j_\nu = 4.81 N_0 \frac{|e|^3 B_\perp}{mc^2} \left(\frac{\nu}{0.435 \nu_B} \right)^{-\alpha} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}}, \quad (3.22)$$

где

$$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2} \quad (3.23)$$

– показатель спектра (*спектральный индекс*) синхротронного излучения.

Степенной спектр высокоэнергичных частиц всегда ограничен некоторой максимальной энергией ε_{max} , вблизи которой спектр оканчивается резким, квазиэкспоненциальным укрупнением. Вследствие этого степенной спектр синхротронного излучения (3.22) заканчивается укрупнением вблизи частоты

$$V_{\max} \approx \left(\frac{\varepsilon_{\max}}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega_B}{4\pi}.$$

Если релятивистские электроны, имеющие энергетический спектр (3.21), равномерно заполняют объем V , то светимость этого объекта равна

$$L_v = j_v V,$$

а плотность потока синхротронного излучения на расстоянии d равна

$$F_v = \frac{j_v V}{4\pi d^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}}. \quad (3.24)$$

Важным свойством синхротронного излучения является его *поляризация*. В наиболее простом случае однородного магнитного поля степень линейной поляризации излучения равна

$$P = \frac{\gamma + 1}{\gamma + \frac{1}{3}}. \quad (3.25)$$

Магнитное поле реальных космических объектов существенно неоднородно. Как ясно из общих соображений, степень поляризации излучения равна нулю, если в пределах исследуемого объема магнитное поле меняется от точки к точке так, что все его возможные направления равновероятны. Некоторая отличная от нуля поляризация имеет место, если в распределении магнитного поля по направлениям существует преобладающее направление. Поэтому измерения поляризации синхротронного излучения дает информацию о структуре магнитного поля исследуемого объекта.

Интенсивное синхротронное излучение наблюдается от множества космических объектов различной природы, в которых существует популяция релятивистских электронов. Таковыми являются, прежде всего, объекты, в которых происходит интенсивная генерация (ускорение) высокоэнергичных заряженных частиц, такие как остатки сверхновых звезд. Помимо этого, источниками синхротронного излучения являются галактики, в объеме которых благодаря конфигурации магнитного поля достаточно долго удерживаются электроны космических лучей, произведенных галактическими источниками. Существующие методы регистрации позволяют наиболее надежно фиксировать синхротронное излучение в радио и рентгеновском диапазонах. Регистрация синхротронного излучения дает важную информацию о спектрах релятивистских электронов и магнитных полях в объектах – источниках излучения.

Синхротронное излучение электрона сопровождается потерей (уменьшением) его энергии ε со скоростью

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -Q_{\text{tot}} = -\frac{\varepsilon}{\tau_l}, \quad (3.26)$$

где

$$\tau_l = \frac{9(mc^2)^2}{32\pi e^4 c} \left(\frac{mc^2}{E_B} \right) \left(\frac{mc^2}{\varepsilon} \right) \quad (3.27)$$

– характерное время потери энергии,

$$E_B = \frac{B^2}{8\pi}$$

– плотность энергии магнитного поля. Выражения (3.26) и (3.27) записаны для случая изотропного углового распределения электронов, учет которого сводится к замене величины B_{\perp}^2 ее средним по углу θ значением $2B^2/3$.

Потери энергии на синхротронное излучение являются основным видом потерь энергии релятивистских электронов в космической среде. Как видно из выражения (3.27) синхротронные потери растут с увеличением энергии электронов.

3.6.2. Излучение при комптоновском рассеянии

Еще один важный тип нетеплового излучения возникает при взаимодействии релятивистских электронов с фоновым электромагнитным излучением – в результате *комптоновского рассеяния*. Комптоновское рассеяние – упругое рассеяние фотона на свободном электроне. Оно определяет непрозрачность вещества для жестких (высокоэнергичных) рентгеновских и гамма-лучей. Частным случаем комптоновского рассеяния в пределе низкочастотных фотонов и малоэнергичных электронов является *томсоновское* рассеяние. Рассеяние фотона на покоящемся электроне в силу законов сохранения энергии и количества движения сопровождается уменьшением энергии фотона и передачей её электрону. Это явление было экспериментально открыто в 1922 году американским физиком А. Комптоном, исследовавшим рассеяние рентгеновских лучей в графите, и известно как *эффект Комптона*, или *комpton-эффект*.

Рассеяние низкочастотных фотонов на ультрарелятивистских электронах приводит к увеличению энергии фотонов. Это так называемый *обратный комптон-эффект*. Обратный комптон-эффект является одним из важнейших механизмов формирования спектров рентгеновского и гамма-излучения астрономических объектов.

Низкоэнергичный фотон с энергией $\varepsilon_{ph} \ll mc^2$, в системе покоя релятивистского электрона с энергией $\varepsilon = \Gamma mc^2$ имеет энергию $\varepsilon_{\gamma} \approx (1 - \cos \theta)\Gamma \varepsilon_{ph}$, где Γ – *Лоренц-фактор* электрона, θ – угол между векторами скорости фотона и электрона. В случае, когда фотон первоначально движется навстречу электрону и в результате взаимодействия рассеивается назад, энергия рассеянного фотона имеет максимально возможное значение

$$\varepsilon_{\gamma} = 4 \Gamma^2 \varepsilon_{ph},$$

если пренебречь эффектом отдачи, т.е. изменением энергии электрона. Последнее допустимо при условии

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_{ph}}{(mc^2)^2} \ll 1.$$

При выполнении этого условия сечение рассеяния фотонов равно сечению Томсона

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (3.28)$$

При этом средняя энергия рассеянных фотонов определяется выражением

$$\bar{\varepsilon}_\gamma = \frac{4}{3} \Gamma^2 \varepsilon_{ph}. \quad (3.29)$$

Если электроны имеют распределение по энергиям $n(\varepsilon)$, то спектр жёсткого излучения, формирующегося в результате обратного комптон-эффекта фоновых фотонов с энергией ε_{ph} и концентрацией n_{ph} в единичном объеме (коэффициент излучения), определяется выражением

$$j_\gamma(\varepsilon_\gamma) = n_{ph} \int d\varepsilon I(\varepsilon) \sigma(\varepsilon, \varepsilon_\gamma), \quad (3.30)$$

где

$$I(\varepsilon) = \frac{n(\varepsilon)c}{4\pi} \quad (3.31)$$

– интенсивность релятивистских электронов, имеющих изотропное угловое распределение, $\sigma(\varepsilon, \varepsilon_\gamma)$ – сечение рассеяния фонового фотона на электроне с образованием фотона с энергией ε_γ .

Наиболее простое приближение отвечает предположению о том, что все рассеянные фотоны приобретают одинаковую энергию $\varepsilon_\gamma = \bar{\varepsilon}_\gamma$, равную их средней энергии. Этому приближению отвечает сечение рассеяния

$$\sigma(\varepsilon, \varepsilon_\gamma) = \sigma_T \delta(\varepsilon_\gamma - \bar{\varepsilon}_\gamma).$$

В этом случае коэффициент излучения имеет вид

$$j_\gamma(\varepsilon_\gamma) = \frac{3c\sigma_T n_{ph}}{32\pi} \frac{(m c^2)^2}{\varepsilon_{ph} \varepsilon_\gamma} n(\varepsilon) \frac{\text{фотон}}{\text{см}^3 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{эрг}}, \quad (3.32)$$

где

$$\varepsilon = m c^2 \sqrt{\frac{3\varepsilon_\gamma}{4\varepsilon_{ph}}} \quad (3.33)$$

– энергия электронов, которые производят фотоны с энергией ε_γ .

Как следует из выражений (3.32) и (3.33), в случае степенного спектра электронов $n \propto \varepsilon^{-\gamma}$ спектр образующихся в результате рассеяния фотонов также имеет степенной вид

$$j_\gamma \propto \varepsilon_\gamma^{-\alpha}$$

с показателем

$$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2}$$

в области энергий $\varepsilon_\gamma(\varepsilon)$, соответствующих энергиям электронов $\varepsilon \ll \varepsilon_{\max}$.

Выражение (3.32) справедливо, если для всех рассматриваемых энергий выполнено условие применимости томсоновского (классического) предела, т.е. при условии

$$\varepsilon_{\max} \ll mc^2 \frac{mc^2}{\varepsilon_{ph}}.$$

В противоположном случае, когда максимальная энергия электронов $\varepsilon_{\max} > mc^2(mc^2/\varepsilon_{ph})$ спектр излучения начинает значительно отклоняться от степенной зависимости $j_\gamma \sim \varepsilon_\gamma^{-\alpha}$, начиная с энергии ε_γ , которая отвечает энергии электрона

$$\varepsilon \sim mc^2 \frac{mc^2}{\varepsilon_{ph}}.$$

Этот обусловлено влиянием эффекта отдачи электрона, который приводит к уменьшению сечения взаимодействия.

Обратный комптон-эффект является одним из основных механизмов формирования жёстких степенных спектров излучения в объектах, в которых эффективно производятся космические лучи (в остатках сверхновых, в активных галактических ядрах).

Увеличение энергии фоновых фотонов в процессе комптоновского рассеяния осуществляется за счет энергии электронов. Следовательно, средняя скорость потери энергии электрона равна скорости роста энергии фотонов:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -c\sigma_T \bar{\varepsilon}_\gamma n_{ph} = -\frac{4}{3} \sigma_T E_{ph} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2} \right)^2. \quad (3.34)$$

Здесь $E_{ph} = n_{ph} \varepsilon_{ph}$ – плотность энергии фонового излучения.

Обратный комптон-эффект как и синхротронное излучение является основной причиной потерь энергии релятивистскими электронами в астрономических объектах. Темп изменения энергии электрона за счет этих потерь с учетом выражений (3.27) и (3.34) описывается выражением

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{\varepsilon}{\tau_l},$$

где

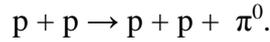
$$\tau_l = \frac{3(mc^2)^2}{4\sigma_T c \varepsilon (E_B + E_{ph})} \quad (3.35)$$

– характерное время потерь энергии электронами.

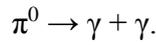
В межзвездной среде Галактики напряженность магнитного поля составляет $B \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Гс, что соответствует плотности энергии $E_B \approx 0.6$ эВ/см³. Примерно таким же энергосодержанием обладает фоновое электромагнитное излучение, значительную часть которого составляет реликтовое излучение. Поэтому оба фактора – синхротронные потери и Комптон-эффект – в равной степени ограничивают время жизни высокоэнергичных электронов в Галактике. В частности, возраст электронов с энергией $\varepsilon > 50$ ГэВ в составе космических лучей не превышает 10^6 лет, значительно меньше среднего времени их диффузионного блуждания в Галактике (см. Главу 7). Это означает, что электроны таких энергий не могут иметь внегалактическое происхождение и генерируются в объектах, расположенных в Галактике.

3.6.3. Гамма-излучение, порождаемое нуклонной компонентой космических лучей

Как следует из выражений (3.34) и (3.35) излучение релятивистских протонов за счет их взаимодействия с магнитным полем и фоновыми фотонами на много порядков меньше, чем излучение электронов из-за значительно большей массы. Основным каналом генерации нетеплового электромагнитного излучения протонной компонентой космических лучей являются их столкновения с ядрами космической среды (главным образом – с протонами), приводящие к рождению π^0 -мезонов:



С вероятностью около 99 % в среднем за время $\tau = 8 \cdot 10^{-15}$ с π^0 -мезон распадается на два фотона (гамма-кванта):



Энергия гамма-кванта в системе покоя π^0 -мезона равна

$$\varepsilon'_\gamma = \frac{m_\pi c^2}{2} = 67.5 \text{ МэВ}.$$

Здесь $m_\pi = 135$ МэВ – масса π^0 -мезона.

Рождение π^0 -мезонов возможно, только если кинетическая энергия протона космических лучей ε превышает пороговую энергию

$$\varepsilon_{th} = m_\pi c^2 \left(2 + \frac{m_\pi}{2m_p} \right) \approx 280 \text{ МэВ}. \quad (3.36)$$

Средняя энергия π^0 -мезона составляет около 20% энергии протона ε : $\bar{\varepsilon}_\pi = 0,2\varepsilon_k$. Используя, как и в случае излучения при комптоновском рассеянии, упрощенное выражение для дифференциального сечения рождения π^0 -мезонов

$$\sigma(\varepsilon_k, \varepsilon_\pi) = \sigma_\pi \delta(\varepsilon_\pi - 0,2\varepsilon_k),$$

нетрудно получить энергетический спектр π^0 -мезонов, рождающихся в единице объема в единицу времени (коэффициент излучения) вследствие pp -столкновений:

$$j_\pi(\varepsilon_\pi) = n_H \int d\varepsilon I(\varepsilon) \sigma(\varepsilon, \varepsilon_\pi) = 5^{1-\gamma} \sigma_\pi n_H I(\varepsilon_\pi).$$

Здесь $\sigma_\pi \approx 4 \cdot 10^{-26}$ см² – полное сечение рождения π^0 -мезонов в pp -столкновениях, γ – показатель энергетического спектра протонов $I \propto \varepsilon_k^{-\gamma}$, n_H – концентрация атомов водорода в среде.

В лабораторной системе отсчета образующиеся от распада π^0 -мезонов фотоны равномерно распределены по энергии в диапазоне $0 < \varepsilon_\gamma < \varepsilon_\pi$. Поэтому спектры фотонов и π^0 -мезонов связаны соотношением

$$j_\gamma(\varepsilon_\gamma) = 2 \int_{\varepsilon_\gamma}^{\infty} \frac{d\varepsilon_\pi}{\varepsilon_\pi} j_\pi(\varepsilon_\pi) = \frac{2}{\gamma} j_\pi(\varepsilon_\gamma)$$

Отсюда спектр гамма-излучения, порождаемого в единице объема среды (коэффициент излучения) протонами космических лучей, имеющих энергетический спектр $n(\varepsilon) = 4\pi I(\varepsilon)/c$, имеет вид

$$j_\gamma(\varepsilon_\gamma) = \frac{5^{1-\gamma}}{4\pi} \sigma_\pi c n_H H(\varepsilon_\gamma - \varepsilon_{\min}) n(\varepsilon_\gamma) \frac{\text{фотон}}{\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эрг}} \quad (3.37)$$

где $\varepsilon_{\min} \approx 100$ МэВ – минимальная энергия гамма-квантов, $H(x)$ – функция Хевисайда.

В случае степенного спектра протонов $n \propto \varepsilon_k^{-\gamma}$ спектр образующихся гамма-квантов также степенной $j_\lambda \propto \varepsilon_\gamma^{-\gamma}$, причем, с тем же показателем спектра γ . Степенной участок спектра гамма-квантов оканчивается при энергии $\varepsilon_{\max}^\gamma \approx 0.1 \varepsilon_{\max}$, где ε_{\max} – предельная энергия, ограничивающая степенной участок спектра протонов.

Поскольку высокоэнергичное гамма-излучение может генерироваться, как электронной, так и нуклонной компонентами космических лучей, выделение вкладов этих двух компонент в наблюдаемое излучение индивидуального объекта представляет определенную трудность. В разрешении этой проблемы помогает то обстоятельство, что спектр гамма-излучения от обратного комптон-эффекта существенно более жесткий в сравнении со спектром от распада π^0 -мезонов, рождаемых в pp -столкновениях.

Источниками интенсивного электромагнитного излучения нетепловой природы являются астрофизические объекты (пульсары, остатки сверхновых, активные галактические ядра и др.), в которых (или вблизи которых) происходит эффективная генерация (ускорение) высокоэнергичных заряженных частиц – космических лучей. Именно космические лучи в процессе их взаимодействия со средой порождают нетепловое излучение. Поэтому регистрация нетеплового излучения из того или иного космического объекта дает информацию о свойствах космических лучей и самого объекта.

3.6.4. Излучение Вавилова-Черенкова

Излучение Вавилова-Черенкова (или *черенковское излучение*) возникает при движении заряженной частицы в веществе, если ее скорость превышает фазовую скорость света:

$$v > v_\gamma = \frac{c}{n}. \quad (3.38)$$

Здесь n – показатель преломления среды. Это явление было открыто в 1937 г. советскими физиками С.И. Вавиловым и П.А. Черенковым и в 1937 г. теоретически объяснено И.Е. Таммом и И.М. Франком.

Некоторые важные свойства черенковского излучения вытекают непосредственно из законов сохранения энергии

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 + \varepsilon_\gamma \quad (3.39)$$

и импульса

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_\gamma, \quad (3.40)$$

где

$$\varepsilon = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2},$$

\mathbf{p} и m – энергия, импульс и масса частицы; ε_γ и \mathbf{p}_γ – энергия и импульс излучаемого частицей фотона, индексы 1 и 2 соответствуют частице до и после акта излучения ею фотона соответственно. Как следует из выражений (3.40) и (3.41), фотон излучается под углом θ к направлению движения частицы, косинус которого определяется выражением

$$\cos \theta = \frac{v_\gamma}{v_2} \left[1 - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_2} \left(\frac{c^2}{v_\gamma^2} - 1 \right) \right], \quad (3.41)$$

где $v_2 = p_2 c^2 / \varepsilon_2$.

Если фотон уносит небольшую долю энергии частицы, что практически всегда имеет место, различием энергий ε_1 и ε_2 можно пренебречь и выражение (3.41) существенно упрощается:

$$\cos \theta = \frac{v_\gamma}{v}. \quad (3.42)$$

Таким образом, при условии $v > v_\gamma$ частица может излучать фотоны, причем под строго определенным углом.

Количество фотонов с энергией $\varepsilon = h\nu$ испускаемых частицей на единице проходимого ею пути определяется выражением

$$N_\gamma(\varepsilon) = \varepsilon \left(\frac{2\pi e}{hc} \right)^2 \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n} \right) \frac{\text{фотон}}{\text{см}}.$$

Отсюда, энергия, излучаемая частицей на длине l , определяется формулой Тамма-Франка

$$E = \frac{4\pi^2 e^2 l}{c^2} \int_0^\infty \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n} \right) v dv, \quad (3.43)$$

где интегрирование фактически производится по области частот, в которой

$$n(v) \frac{v}{c} > 1.$$

Черенковское излучение лежит в основе действия *черенковских счетчиков* (детекторов) предназначенных для регистрации быстрых заряженных частиц. Помимо этого регистрация черенковского излучения, порождаемого космическими лучами и гамма-квантами высокой энергии в земной атмосфере, широко применяется для детектирования космических лучей и гамма-квантов.

3.7. Межзвездная среда

Важной составляющей частью Галактики помимо звездных компонент является *межзвездная среда*. Межзвездный газ (в основном водород) в нашей Галактике составляют несколько процентов от массы видимого вещества, но его роль крайне велика. Доля газа в массе галактики определяет активность процесса звездообразования. В холодных массивных газопылевых комплексах создаются подходящие условия для развития гравитационной неустойчивости (см. п. 4.2) и происходит рождение звезд.

В процессе эволюции звезды теряют массу в виде звездного ветра. В конце эволюции звезд при образовании компактных остатков происходит сброс оболочки звезды. Таким образом, происходит постоянный круговорот газ-звезды-газ, при котором полная масса газа постепенно уменьшается, т.к. часть барионов остается в виде компактных остатков (белых карликов, нейтронных звезд, черных дыр), а часть – выбрасывается из галактики в межгалактическое пространство.

Кроме газа к компонентам межзвездной среды также относят *межзвездную пыль* (около 1% от массы газа), межзвездные магнитные поля и космические лучи.

Межзвездная среда обнаруживает свое присутствие по следующим эффектам: наличие в межзвездном пространстве протяженных светящихся туманностей; ослабление света звезд (межзвездное поглощение); инфракрасное излучение межзвездной пыли; рентгеновское излучение горячего газа, нагретого ударными волнами, возникающими при вспышках сверхновых; синхротронное излучение релятивистских электронов в межзвездных магнитных полях.

Пространственное распределение межзвездной среды характеризуется сложной структурой, состоящей из отдельных образований. Основные составляющие межзвездной среды и их физические параметры: *корональный газ* с температурой $T = 10^6$ К и концентрацией атомов водорода $n_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$ занимает долю объема Галактики $f = 0.3$; *теплая среда* с $T = 10^4$ К, $n_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$ и $f = 0.5$; *молекулярные облака* с $T = 10$ К, $n_H = 10^2\text{-}10^3 \text{ см}^{-3}$. Основная особенность межзвездной среды – ее крайне низкая плотность.

Прозрачность межзвездной среды для электромагнитного излучения приводит к отсутствию в ней термодинамического равновесия. Как следствие температура излучения, пронизывающего среду, не соответствует температуре среды, а температура ионов и электронов в плазме, как правило, различаются.

Нагрев межзвездной среды осуществляется ультрафиолетовым излучением звезд и ударными волнами от вспышек сверхновых звезд. Охлаждение среды имеет радиативную природу: среда теряет энергию в виде фотонов, генерация которых осуществляется за счет тепловой энергии среды.

Важнейшей компонентой межзвездной среды, во многом определяющей ее динамику, является крупномасштабное магнитное поле Галактики. Среднее значение магнитного поля вблизи плоскости Галактики около $B = 5 \cdot 10^{-6}$ Гс.

В условиях космической плазмы магнитное поле в подавляющем большинстве ситуаций можно считать *вмороженным* в среду. Вмороженность магнитного поля означает сохранение магнитного потока через любой замкнутый проводящий контур при его деформации:

$$\int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \text{const.} \quad (3.44)$$

При сжатии облака плазмы поперек поля величина магнитного поля возрастает, причем физическая причина возрастания поля – появление электродвижущая сила индукции, препятствующей изменению магнитного потока.

В лабораторных условиях сохранение магнитного потока возникает в средах с высокой электропроводимостью σ . В пределе бесконечной электропроводимости (идеально

проводящая среда) бесконечно малое электрическое поле вызвало бы рост тока до бесконечно большой величины, что требовало бы бесконечно большой затраты энергии. Следовательно, в приближении идеальной проводимости электрическое поле в системе координат, связанной с движущейся средой, должно равняться нулю.

Физическая интерпретация движения идеально проводящей среды может быть дана в терминах замороженности магнитного поля в среду. Если движущийся проводник пересекает силовые линии магнитного поля, в нем возбуждается электродвижущая сила, препятствующая изменению магнитного потока. Поэтому идеальный проводник своим движением должен увлекать силовые линии магнитного поля так, как если бы они были в него заморожены. Идеально проводящая плазма движется так, как если бы ее частицы были «приклеены» к силовым линиям магнитного поля. Реальная космическая плазма далеко не идеальна, поэтому замороженность магнитного поля в плазму следует понимать в смысле того, что требуется большое время изменения магнитного потока через проводящий контур при его деформациях. Иными словами, нужно сравнивать время диссипации магнитного поля из-за конечной электрической проводимости плазмы с характерным временным масштабом рассматриваемого физического процесса (времени сжатия облака газа, периода его вращения и т. д.).

Если в некоторой области среды течет ток с плотностью j , то в соответствии с уравнением Максвелла,

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$$

он порождают магнитное поле $B \sim 4\pi jR/c$, где R – размер рассматриваемой области.

Ток в плазме с конечной проводимостью затухает из-за *джоулевых потерь*, связанных со столкновениями электронов с ионами. Выделяемое тепло в единицу времени в единичном объеме плазмы определяется выражением

$$Q = \mathbf{E}\mathbf{j} = \frac{j^2}{\sigma},$$

где \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля, которое в соответствие с законом Ома создает электрический ток $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$. Магнитная энергия в единице объема равна

$$E_B = \frac{B^2}{8\pi}.$$

Следовательно, характерное время диссипации магнитной энергии в тепло (и соответствующее затухание магнитного поля) в объеме с характерным размером R определяется как

$$\tau_d = \frac{E_B}{Q} \sim \frac{2\pi\sigma R^2}{c^2}. \quad (3.45)$$

Степень замороженности магнитного поля в среду (плазму) определяется соотношением между временем диссипации и другими характерными временами, главным из которых является кинематическое время

$$\tau_c = \frac{R}{w},$$

где w – характерная скорость движения среды. Условие $\tau_d \gg \tau_c$ соответствует идеальной замороженности. Это условие можно записать в несколько ином виде

$$\text{Re}_m = \frac{wR}{v_m} = \frac{4\pi\sigma wR}{c^2} \gg 1 \quad (3.46)$$

с помощью безразмерного параметра – *магнитного числа Рейнольдса* Re_m . Здесь

$$v_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$$

– *магнитная вязкость*, определяющая скорость диссипации магнитного поля.

Условие замороженности означает также невозможность проникновения внешнего магнитного поля в плазму.

Проводимость плазмы не зависит от плотности, и лежит в пределах $10^{13}–10^{16} \text{ с}^{-1}$. Благодаря большим размерам космических объектов такая проводимость обеспечивает выполнение условия замороженности (3.46) с большим запасом. В качестве примера рассмотрим взаимодействие плазмы солнечного ветра с магнитосферой Земли (раздел 6.6). В этом случае $R \approx 15 R_E \approx 10^{10} \text{ см}$, $w = 300 \text{ км/с}$, что при $\sigma = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ дает $\text{Re}_m = 10^{10}$. Поэтому при взаимодействии с геомагнитным полем солнечный ветер ведет себя как высокопроводящая среда. Это не исключает того, что в отдельных малых по размеру областях условие замороженности может нарушаться.

Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях. Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно в областях резкого изменения параметров плазмы и магнитного поля.

3.8. Телескопы

Оптическое излучение до сих пор остается главным источником информации о космических объектах.

Для получения изображений все более удаленных и поэтому – слабых объектов требуется повышение разрешающей способности принимающего устройства и увеличение его чувствительности. Обе эти цели достигаются применением *телескопа* – оптического прибора, в котором происходит фокусировка света, падающего на объектив, в небольшую область в фокальной плоскости телескопа, где строится резкое изображение источника излучения. Как известно, первый оптический телескоп был использован с астрономическими целями Галилео Галилеем в 1610 г. и состоял из положительной линзы (объектив) и отрицательной (окуляр) с разными диаметрами и фокусными расстояниями. Впоследствии (впервые это сделал И. Ньютон) вместо линзы для объектива стали использовать зеркала (телескопы *рефлекторы*), с помощью которых можно построить изображения с меньшими искажениями (абберациями), чем с помощью линзовых объективов. Объектив изготавливается как можно большего диаметра, чтобы собирать максимальное количество энергии и иметь хорошую угловую разрешающую способность.

Разрешающая способность телескопа определяется диаметром объектива D и состоянием атмосферы в месте наблюдения. Она ограничена дифракцией света с длиной волны λ на входном зрачке (оправе объектива) на угол

$$\theta_d \sim \lambda / D$$

или – для наземных оптических телескопов – влиянием атмосферной турбулентности и обычно составляет порядка 1 секунды дуги. Изображение строится в фокальной плоскости объектива. Если ставится задача изучения изображения всех объектов, попадающих в поле зрения объектива, в фокальной плоскости устанавливается панорамный приемник – фото-пластинка или прибор с зарядовой связью (ПЗС-матрица).

Основная задача телескопа – собрать свет, падающий на объектив, и получить по возможности наиболее четкое изображение исследуемого объекта, чтобы обеспечить максимальную точность оценок светового потока, угломерных измерений и положения спектральных линий. Возможности наблюдения слабых объектов возрастают с увеличением диаметра телескопа.

Крупные современные оптические телескопы имеют диаметр главного зеркала $D \approx 10$ м. Список крупнейших телескопов возглавляют два телескопа им. У. Кека на обсерватории Мауна Кеа (Гавайские острова) с диаметром зеркала $D = 10$ м. Там же расположен японский телескоп Субару с диаметром зеркала $D = 8.3$ м. Следом идут четыре зеркала телескопа VLT (Very Large Telescope) Европейской Южной Обсерватории (Серро Паранал, Чили) с $D \approx 8.2$ м. Класс 8-ми метровых зеркал замыкают 2 идентичных телескопа Джемини – один установлен на Гавайских островах (обсерватория Мауна Кеа), другой – в Чилийских Андах (обсерватория Серо Пахон). По состоянию на 2012-й год, российский телескоп БТА Специальной Астрофизической Обсерватории РАН с диаметром $D = 6$ м является одним из 5-ти телескопов такого класса.

Важную роль в исследовании космических объектов играют космические телескопы. Их угловое разрешение в десятки раз выше, а исследуемый спектральный диапазон значительно шире, чем у наземных инструментов. Самый большой космический телескоп, созданный в 1990 г для наблюдения в оптическом диапазоне, имеет зеркало диаметром 2.4 м (телескоп «Хаббл» (рис. 3.4), НАСА и Европейское космическое агентство), которое обеспечивает угловое разрешение около $0.1''$. Наблюдения, выполненные телескопом «Ха-

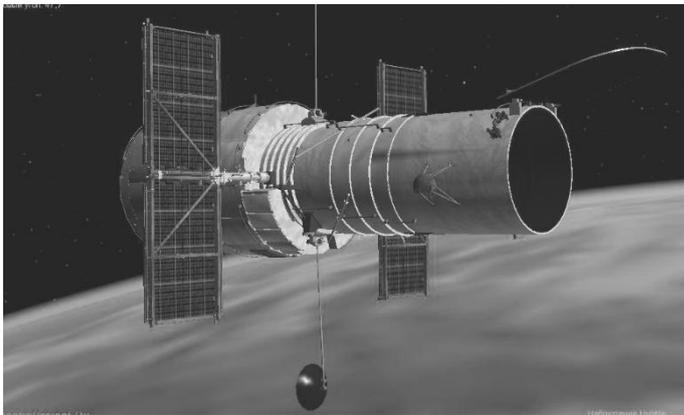


Рис. 3.4 Космический телескоп «Хаббл» с диаметром зеркала 2.4 м. Совместный проект НАСА и Европейского космического агентства. Волновой диапазон: ультрафиолетовый, видимый, инфракрасный. Выведен на орбиту в 1990 г.

ббл», позволили значительно уточнить значение постоянной Хаббла и возраст Вселенной – 13.7 млрд. лет. Телескоп «Хаббл» в 2009 г сделал снимок самой удаленной галактики, расстояние до которой на основе наблюдений телескопом VLT составляет 13.1 млрд. световых лет.

Наземная астрономия, ограниченная оптическим атмосферным окном прозрачности, тем не менее, тоже быстро развивается. Диаметры телескопов перешагнули деформационный предел пассивных зеркал, составляющий 6 м. Применение системы адаптивной оптики, восстанавливающей почти идеальное изображение, искаженное неоднородной атмосферой Земли, позволит в ближайшем будущем изготовить экстремально большие телескопы с сегментным (составным) зеркалом диаметра $D \approx 40$ м. Так силами Европейской южной обсерватории уже начато строительство телескопа E-ELT (European Extremely

Large Telescope) с диаметром $D = 39.3$ м (рис. 3.5). Он будет возведен на горе Серо-Армзонес в Чили и будет иметь рекордное угловое разрешение $0.001''$.

Одна из областей, где с использованием телескопа E-ELT ожидается значительный научный прорыв – поиски *экзопланет*, то есть планет, обращающихся вокруг других звезд.

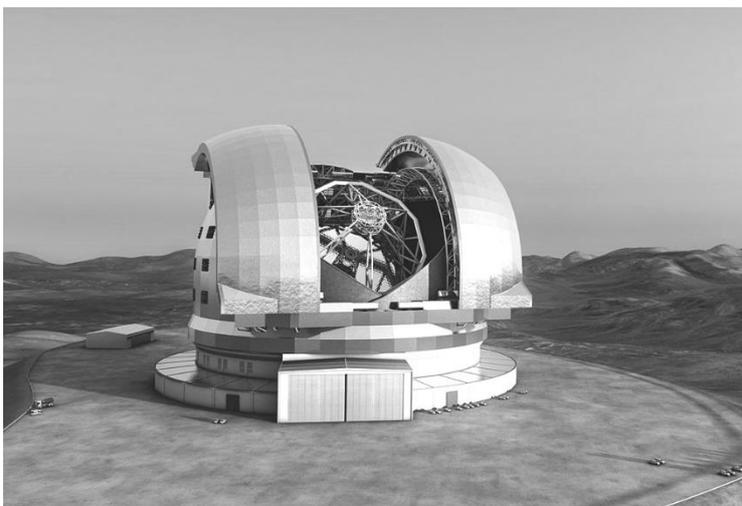


Рис. 3.5 Европейский экстремально большой телескоп E-ELT с диаметром 39.3 м. Будет возведен на горе Серо-Армзонес в Чили и будет иметь угловое разрешение $0.001''$.

Можно ожидать не только открытия планет с массами вплоть до земной, но также и получение прямых изображений планет больших размеров и измерение характеристик

их атмосфер.

Телескоп E-ELT позволит астрономам выявлять формирующиеся планетные системы на самых ранних стадиях их образования, детектировать воду и органические молекулы в протопланетных дисках вокруг звезд в процессе их формирования. Таким образом, телескоп E-ELT должен ответить на фундаментальные вопросы теории образования и эволюции планет. А это сделает нас на шаг ближе к ответу на еще один жгучий вопрос: одиноки ли мы во Вселенной?

Исследуя наиболее удаленные объекты, E-ELT найдет ключ к пониманию того, как образовались самые первые объекты Вселенной: древнейшие звезды, галактики, черные дыры, и как они взаимодействовали. Телескоп E-ELT спроектирован так, чтобы вести детальное изучение первых галактик и проследить их эволюцию в космическом времени. Наблюдения ранних галактик телескопом E-ELT позволят понять, как сформировались эти объекты и как они эволюционировали.

Еще одна цель, стоящая перед E-ELT, – прямые измерения ускорения расширения Вселенной. Телескоп E-ELT будет заниматься поиском возможных вариаций фундаментальных физических постоянных со временем. Достоверное обнаружение таких вариаций будет иметь далеко идущие последствия для нашего понимания общих законов физики.

Радиотелескопы используются для приема космического излучения в пределах окна прозрачности земной атмосферы в диапазоне длин волн от мм до декаметров. Две основные части радиотелескопа – антенна и радиометр (приемное устройство). Наиболее распространены *параболические антенны*, собирающие параллельный радиопоток в фокусе. Полноповоротные антенны достигают диаметра $D = 100$ м (Бонн, ФРГ). Крупнейшей неподвижной антенной диаметра $D = 300$ м оснащен радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто Рико, США). Крупнейший радиотелескоп из составных подвижных зеркал, примыкающих друг к другу – РАТАН–600 (Россия).

Разрешающая угловая способность радиотелескопа, как и в случае оптического телескопа, определяется выражением $\theta \approx \lambda/D$, где λ – длина волны принимаемого излучения, а D – диаметр антенны (или области, содержащей совокупность антенн) радиотелескопа. Из-за большой длины радиоволн разрешающая способность отдельных радиотелескопов

даже с очень большим диаметром антенны плохая, составляя в лучшем случае несколько угловых минут.

Для увеличения разрешающей способности требуется увеличение базы приема радиосигнала. Это достигается методом *радиоинтерферометрии*, когда сигнал от двух или более радиотелескопов, разнесенных на расстояние S , записывается приемным устройством на каждом телескопе, а затем совместно обрабатывается. Эффективная разрешающая способность при этом становится порядка λ/S . Поскольку расстояние между телескопами $S \gg D$ значительно больше диаметров телескопов D , применение радиоинтерферометрии позволяет значительно улучшить разрешающую способность инструмента. В интерферометрии со сверхдлинной базой используются телескопы, расположенные в разных концах Земли (например, в Европе и в Австралии), при этом достигается разрешающая способность лучше $0.0001''$ дуги.

Атакамская Большая Миллиметровая/Субмиллиметровая Решетка ALMA (The Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array), возводимая на плато Чакантор в Чили на высоте 5000 метров, представляет собой наиболее мощный по своим возможностям радиоинтерферометр (рис. 3.6). ALMA будет телескопом революционной конструкции, состоящим из 66-ти высокоточных антенн, рассчитанных на прием излучения с длиной волны от 0.3 до 9.6 мм. Его главная решетка будет состоять из 50 антенн, по 12 метров в диаметре, действующих как единый телескоп – интерферометр. Дополнительная компактная решетка будет содержать четыре 12-метровых и двенадцать 7-метровых антенн. Все 66 антенн ALMA могут сочетаться в различных конфигурациях, в которых максимальное расстояние между антеннами может меняться от 150 метров до 16 километров. Телескоп сможет зондировать Вселенную на миллиметровых и субмиллиметровых волнах с беспрецедентной чувствительностью и разрешением, при четкости изображений в десять раз лучшей, чем та, которую обеспечивает космический телескоп «Хаббл».

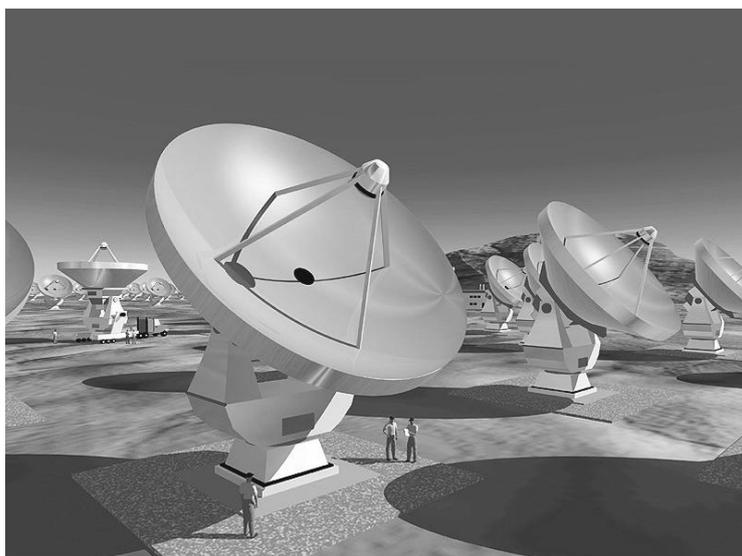


Рис. 3.6 Радиоинтерферометр ALMA (Чили), состоящий из 66 высокоточных антенн, рассчитанных на прием излучения с длиной волны от 0.3 до 9.6 мм.

ALMA – самый мощный инструмент для наблюдений холодной Вселенной – молекулярного газа и пыли, а также реликтового излучения. ALMA будет исследовать строительные блоки, из которых создаются звезды, планетные системы, галактики и сама жизнь. Получая детальные изображения звезд и планет, рождающихся в облаках газа вблизи Солнечной системы, и регистрируя удаленные галактики на краю наблюдаемой Вселенной (мы видим их такими, каким они были примерно десять миллиардов лет назад), астрономы смогут ответить на некоторые из глубочайших вопросов, касающихся нашего происхождения и места в космосе.

Строительство ALMA было завершено в 2013 г., но первые наблюдения с минимальной конфигурацией решетки, состоящей из 16-ти антенн, начались уже в 2011 г.

Предельно большого углового разрешения на основе применения радиоинтерферометрии можно добиться, выведя один из радиотелескопов в космос (космический радиоинтерферометр). Примером такого рода является проект «Радиоастрон», начавший работу в 2011 г (рис. 3.7). Основу проекта составляет наземно-космический интерферометр, состоящий из сети наземных радиотелескопов и космического радиотелескопа, установленного на российском космическом аппарате «Спектр-Р».

Суть эксперимента заключается в одновременном наблюдении одного радиоисточника наземными и космическим радиотелескопами. Космический радиотелескоп обра-
 щается

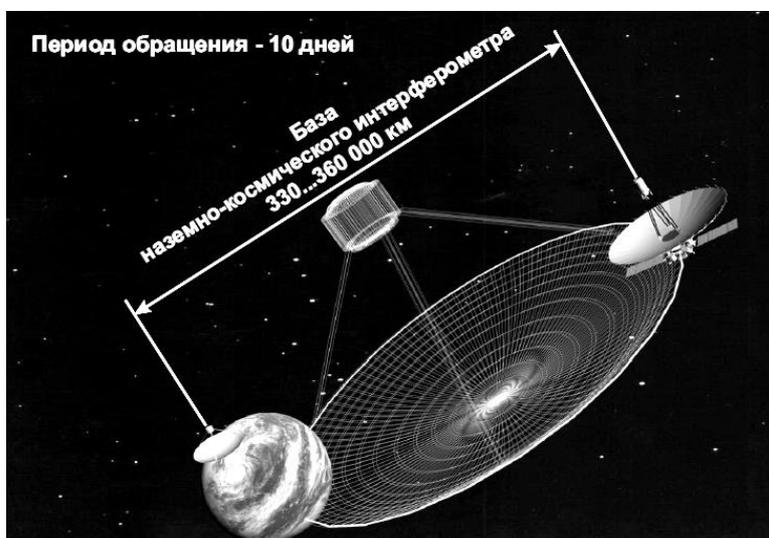


Рис. 3.7 Космический радиоинтерферометр «Радиоастрон».

ется по эллиптической орбите с высотой апогея около 340 тыс. км, сравнимой с расстоянием до Луны, и использует лунную гравитацию для поворота плоскости своей орбиты. Высокое разрешение при наблюдении радиоисточников обеспечивается за счёт большого плеча интерферометра, равного высоте апогея орбиты.

Главная научная цель миссии — исследование астрономических объектов различных типов с беспрецедентным разрешением до миллионных долей угловой секунды. Разрешение, достигнутое с помощью проекта «Радиоастрон», позволит изучать такие явления как: исследование релятивистских струй (джетов) и окрестности сверхмассивных чёрных дыр в активных галактиках; строение и динамика областей звездообразования; нейтронные звёзды и чёрные дыры; структура и распределение межзвёздной и межпланетной плазмы; построение высокоточной модели гравитационного поля Земли.

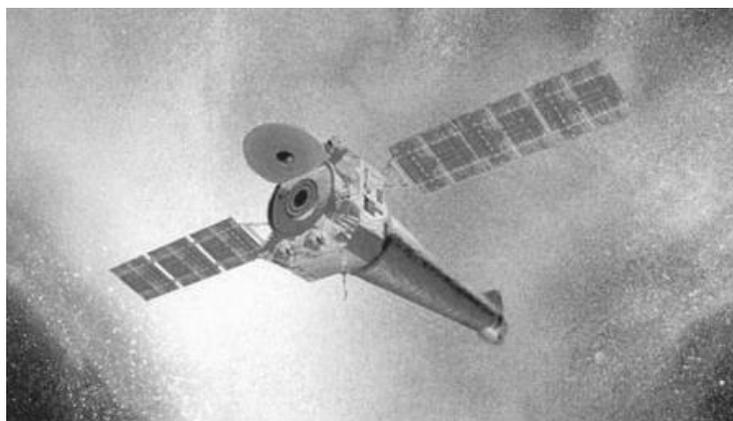


Рис. 3.8 Рентгеновская обсерватория (телескоп) «Чандра».

Коротковолновое электромагнитное излучение рентгеновского и гамма-диапазона от космических объектов доступно наблюдению только за пределами земной атмосферы с помощью космических телескопов. Для регистрации жестких квантов электромагнитного излучения используют их особенности взаимодействия с веществом. Для регистрации фотонов с энергией менее 20–30 кэВ применяются *пропорциональные газонаполненные счет-*

чики, использующие фотоэффект в газе или на поверхности твердого тела. Для регистрации фотонов с энергией от 30 кэВ до 10 МэВ применяют *сцинтилляционные детекторы*. Падающий фотон вызывает в сцинтилляторе вспышку ультрафиолетового или видимого излучения, амплитуда которой в определенном спектральном диапазоне пропорциональна энергии поглощенного кванта. Импульсы видимого излучения регистрируются фотоумножителями.

Примерами успешной работы космических обсерваторий в рентгеновском и гамма-диапазоне могут служить рентгеновский телескоп «Чандра» (рис. 3.8), работающий на орбите с 1999 г, и гамма-телескоп «Ферми» (рис. 3.9), начавший детектирование гамма-излучения с энергией от 20 МэВ до 300 ГэВ с 2008 г.

Регистрация гамма-излучения с энергиями выше 300 ГэВ с помощью космических телескопов затруднительна по причине существующих ограничений на размер и массу



Рис. 3.9 Космический гамма-телескоп «Ферми».

устройства, которое можно вывести на околоземную орбиту. Регистрация гамма-излучения с энергиями выше 100 ГэВ осуществляется наземными гамма-телескопами. Регистрация попадающего в ночную атмосферу гамма-кванта основана на детектировании вспышки оптических фотонов черенковского излучения, которое рождается вследствие взаимодействия гамма-кванта с атмосферой. Фотоны черенковского излучения фокусируются с помощью зеркала на регистрирующую камеру, которая и осуществляет детектирование вспышки черенковского излучения. По параметрам этой вспышки определяется энергия гамма-кванта и направление его прихода. Крупнейшая действующая система гамма-телескопов HESS (High Energy Stereoscopic System) включающая в себя 5 телескопов (4 с зеркалом диаметра 12 м и 1 с зеркалом диаметра 28 м) находится в Намибии в 100 км от столицы г. Виндхука (см. главу 7).

Задачи к главе 3:

1. Определить интенсивность излучения, соответствующего максимуму функции Планка B_λ .
2. Как зависит яркостная температура радиоисточника, имеющего степенной спектр $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ от длины волны, на которой ведется наблюдение?
3. Исходя из закона Планка $B_\lambda(T)$, вывести закон Стефана-Больцмана.
4. Светимость Солнца равна $L = 3.84 \cdot 10^{33}$ эрг/с, а эффективная температура – $T_{\text{eff}} = 5785$ К. Определить радиус Солнца.
5. Максимум солнечного излучения приходится на длину волны $\lambda_{\text{max}} = 4600 \text{ \AA}$. Вычислить температуру Солнца по закону смещения Вина и сравнить ее с эффективной температурой. С чем связано различие этих температур?

6. Определить минимальную (пороговую) энергию протона, при которой возможно рождение π^0 -мезона в столкновении с другим, покоящимся протоном.
7. Вывести выражение для косинуса угла, под которым излучаются черенковские фотоны по отношению к направлению движения электрона.
8. Установить взаимосвязь величины напряженности однородного магнитного поля с плотностью высокопроводящей среды, которая подвергается изотропному сжатию.
9. Вывести выражение для энергии рассеянного назад фотона при его взаимодействии с движущимся навстречу релятивистским электроном.
10. Вывести закон смещения Вина.

4. Звезды

4.1. Общие характеристики

Звезды – массивные плазменные шары, находящиеся в равновесном состоянии. По своему физическому состоянию звезды разделяются на *нормальные*, состоящие из невырожденного вещества (идеального газа), и *вырожденные* (белые карлики, нейтронные звезды). В недрах нормальных звезд идут термоядерные реакции, которые обеспечивают равновесие звезд и их светимость. Равновесие вырожденных звезд поддерживается давлением квантовомеханически вырожденных фермионов (электронов в случае белых карликов или нейтронов в случае нейтронных звезд). К особому классу следует отнести черные дыры, которые в обычном смысле звездами не являются. Белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры объединяют общим названием «*компактные остатки*», т.к. они являются конечными продуктами эволюции обычных звезд. Полное число звезд и их остатков в нашей Галактике составляет порядка 10^{11} .

По своим свойствам нормальные звезды могут сильно отличаться друг от друга. При этом основными характеристиками звезд, определяющими их строение и эволюцию, являются начальная масса M , химический состав (содержание гелия и более тяжелых элементов по отношению к водороду) и возраст.

Массы звезд лежат в пределах от $0.08 M_{\odot}$ до $\approx 100 M_{\odot}$, причем, чем больше масса звезд, тем реже они встречаются.

Химический состав звезд (главным образом, содержание металлов) определяет коэффициент поглощения внешних слоев оболочки звезды, что сказывается на всех параметрах звезды (радиусе, центральной температуре и скорости протекания ядерных реакций). По своему химическому составу звезды делятся на два больших класса (населения). К населению I-го типа относятся звезды бедные тяжелыми элементами: содержание элементов тяжелее гелия в них не превышает нескольких десятых долей процента по массе. Это старые маломассивные звезды – как карлики главной последовательности, так и красные гиганты, – расположенные в сферической составляющей нашей и других спиральных галактик. К населению II-го типа относят звезды с химическим составом, близким к солнечному: на долю элементов тяжелее гелия приходится около 2% по массе. Газ, из которого образуются звезды населения II, частично является продуктом эволюции звезд населения I и поэтому обогащен тяжелыми химическими элементами – продуктами ядерной эволюции звезд предыдущих поколений и вспышек сверхновых. Солнце принадлежит к населению II-го типа. Существование звезд, состоящих целиком из первичного вещества, не прошедшего ядерной переработки (население III), является предметом научного поиска. Пока известно лишь несколько звезд небольшой массы, находящихся в гало нашей Галактики, которые практически лишены

тяжелых элементов. Химический состав звезд определяется по их спектрам. Результаты показывают, что некоторые звезды обладают теми или иными особенностями химического состава. Однако большинство космических объектов имеет сходный состав. Можно говорить о среднем космическом содержании элементов, о котором судят по относительному количеству атомов, находящихся в каком-либо объеме. В таблице 2 приведены относительные содержания наиболее распространенных элементов, полученные на основе 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 .

Таблица 2

Средняя распространенность химических элементов в звездах

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

Спектр выходящего из атмосферы звезды излучения зависит от физического состояния и химического состава плазмы, в которой это излучение генерируется. По своим спектральным свойствам звезды подразделяются на спектральные классы, обозначаемые буквами O, B, A, F, G, K, M, L (основные спектральные классы) в порядке убывания эффективной температуры от $\sim 30000\text{K}$ до $\sim 2000\text{K}$. Одному и тому же спектральному классу могут соответствовать звезды разных радиусов.

Удобным графическим представлением состояния звезды оказалась введенная в начале 20-го века диаграмма цвет–светимость (или светимость – эффективная температура), называемая диаграммой Герцшпрунга–Рессела (см. рис. 4.1). На этой диаграмме наиболее отчетливо прослеживается *главная последовательность*, видны ветви *гигантов* и *сверхгигантов*, а также ветвь *субкарликов* и *белых карликов*. Звезды главной последовательности наиболее многочисленны, их количество составляет около 90% всех звезд. Это звезды, в недрах которых идет термоядерное горение водорода (см. п.4.5) – самая продолжительная стадия эволюции звезды. Последующие эволюционные стадии вплоть до образования компактного остатка по длительности составляют около 10% времени жизни звезды на главной последовательности.

Параметры звезд, такие как масса, размер, светимость, температура принято соотносить с соответствующими параметрами Солнца. Так если выражение (3.7) почленно разделить на соответствующее соотношение для Солнца и прологарифмировать, получим

$$\lg \frac{L}{L_{\odot}} = 2 \lg \frac{R}{R_{\odot}} + 4 \lg \frac{T}{T_{\odot}}, \quad (4.1)$$

где под температурой понимается эффективная температура. Отсюда, в частности следует, что на диаграмме светимость-температура звездам с фиксированным размером R отвечает

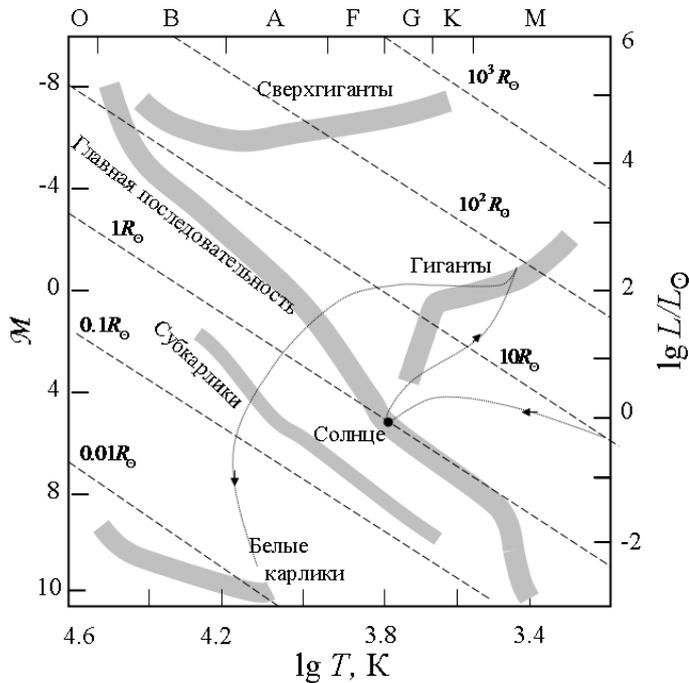


Рис 4.1 Диаграмма Герцшпрунга-Рессела: абсолютная звездная величина (левая шкала) и светимость звезд (правая шкала) в зависимости от эффективной температуры звезды. Области серого цвета отвечают ветвям звезд главной последовательности, гигантов, сверхгигантов, субкарликов и карликов. Тонкой пунктирной линией показан эволюционный путь Солнца: гравитационное сжатие из межзвездного газа, звезда главной последовательности, красный гигант, белый карлик.

прямая линия. Звезды, отвечающие некоторым значениям R/R_{\odot} , показаны на рис.4.1 штриховыми линиями.

Наряду со светимостью на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (рис. 4.1) используется связанный с ней параметр – абсолютная звездная величина \mathcal{M} :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{\odot} - 2.5 \lg(L/L_{\odot}). \quad (4.2)$$

Возраст звезд оценивается теоретически, чаще всего по положению на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, поскольку оно меняется в течение жизни звезды. В нашей Галактике, как и в других галактиках, наблюдаются звезды самых различных возрастов –

от находящихся еще на стадии образования до старых звезд с возрастом около 10 млрд. лет. Возраст Солнца равен примерно 5 млрд. лет.

Масса, химический состав и возраст определяют положение звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, а, следовательно, и такие характеристики звезд как эффективная температура T_{eff} и размер R .

Интервал значений размеров звезд очень велик – от величины порядка $R = 10$ км для нейтронных звезд до размеров $R \sim 100 R_{\odot}$, сопоставимых с размерами всей Солнечной планетной системы, для красных сверхгигантов.

Наиболее важной характеристикой звезды является ее масса. Она в значительной мере определяет все остальные характеристики звезды. Величину массы можно оценить по гравитационному полю звезды, измеряя ее воздействие на соседние звезды. Во многих случаях звезды образуют пары (двойные системы). Для оценки масс таких звезд используется третий закон Кеплера и полученные из наблюдений параметры орбит звезд. Измерения масс звезд показали, что они заключены в пределах от $0.08 M_{\odot}$ до $\approx 100 M_{\odot}$. Максимальное значение звездных масс $M = 100 M_{\odot}$ обусловлено неустойчивостью протозвездных образований с массами $M > 100 M_{\odot}$. Нижний предел $M = 0.08 M_{\odot}$ обусловлен тем, что при меньших значениях массы образованного объекта в его недрах температура недостаточно высока для протекания термоядерных реакций, которые представляют собой основной источник энергии звезд (см. п. 4.5). Поэтому объект с массой $M < 0.08 M_{\odot}$ не является звездой.

Независимые измерения масс и светимостей звезд показали, что для большинства звезд главной последовательности эти величины связаны соотношением

$$\frac{L}{L_{\odot}} \approx \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^n,$$

в котором $n = 4.5$ для звезд с массами $M < 1 M_{\odot}$ и $n = 3$ при $M > 1 M_{\odot}$. Используя это соотношение можно по известной светимости оценить массу звезды. Для одиночных звезд этот метод часто является единственным.

Для звезд главной последовательности установлена связь между размером звезды R и ее массой

$$R \propto M^{\alpha},$$

где $\alpha = 0.4-0.8$. Чем больше масса звезды, тем больше ее радиус и светимость. Поэтому более массивные звезды располагаются левее и выше Солнца на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

После выгорания водорода звезда отходит от главной последовательности в сторону красных гигантов. При этом радиус звезды быстро увеличивается, эффективная температура падает. Источник энергии красных гигантов – горение водорода в слое, окружающем гелиевое ядро. На более поздних стадиях эволюции в ядре звезды происходит горение гелия и его превращение в углерод, углерода в кислород и т.д. вплоть до элементов группы железа. Термоядерные реакции горения каждого следующего элемента происходят во все возрастающем темпе. Для звезд с начальной массой $M < 8-10 M_{\odot}$ эволюция заканчивается образованием белого карлика с массами $M < 1.4 M_{\odot}$. На Рис. 3.1 показан рассчитанный эволюционный путь звезды типа Солнца: гравитационное сжатие из межзвездного газа, звезда главной последовательности, красный гигант, белый карлик. При этом стадия звезды главной последовательности самая продолжительная: она длится около 10 млрд. лет. Именно это обстоятельство объясняет тот факт, что область звезд главной последовательности самая населенная. Переход в стадию красного гиганта и затем в стадию белого карлика занимает около 1 млрд. лет.

Более массивные звезды взрываются как сверхновые, находясь на стадии сверхгиганта. В результате вспышек сверхновых часть вещества звезды выбрасывается с большой скоростью в окружающее межзвездное пространство, а на месте исходной звезды образуются сверхплотные нейтронные звезды или черные дыры.

Таким образом, изменение химического состава вещества звезды за счет протекающих в их недрах ядерных реакций является основным фактором, обуславливающим ее эволюцию.

Другой важный фактор эволюции звезд – изменение их массы. Существует две основные причины, приводящие к изменению массы звезды. Масса звезд, входящих в *двойную систему* (точнее – в *тесную двойную систему*), могут меняться за счет перетекания вещества одной звезды на другую, что оказывает кардинальное влияние на эволюцию звезд-компаньонов. Так, например, перетекание вещества звезды главной последовательности на белый карлик приводит к его взрыву, который фиксируется наблюдателем как вспышка сверхновой типа I (см. разделы 4.8, 4.9).

Звездный ветер – стационарное истечение вещества из звезды со скоростями $10\text{-}10^3$ км/с – приводит к уменьшению массы звезды, что является существенным, а в ряде случаев – определяющим фактором эволюции звезд. Одна из основных характеристик звездного ветра – темп потери массы звезды \dot{M} , который принято выражать в единицах $M_{\odot}/\text{год}$.

Потери массы, уносимой звездным ветром, не очень важны для звезд главной последовательности небольших масс $M \sim M_{\odot}$ и размеров $R \sim R_{\odot}$. Так, например, темп потери массы Солнцем за счет солнечного ветра составляет $\dot{M} = 10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$ (см. главу 7). Поэтому за все время существования звезды, подобные Солнцу, теряют ничтожную часть своей массы. Однако, массивные звезды спектральных классов O и B, а также красные гиганты и сверхгиганты интенсивно теряют массу: темп потери их массы составляет $\dot{M} = 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Такие звезды теряют до половины своей массы за счет звездного ветра, что играет важную роль для их эволюции.

4.2. Образование звезд

Звезды образуются в результате *гравитационной (джинсовской) неустойчивости* в холодных плотных молекулярных облаках. Проанализировав линеаризованную систему уравнений газодинамики для идеального газа, Дж. Джинс (1902) впервые показал, что изначально однородная гравитирующая среда с плотностью ρ_0 неустойчива по отношению к малым возмущениям плотности с характерным масштабом, превышающим масштаб Джинса

$$l_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}}. \quad (4.3)$$

Здесь

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{kT}{m}}$$

– скорость звука в среде температурой T и показателем адиабаты γ , $m = \mu m_p$ – средняя масса частиц среды, μ – относительная молекулярная масса, m_p – масса протона. Для среды, состоящей из протонов и электронов (водородная плазма) $\mu = 0.5$ и $\gamma = 5/3$. Небольшие по величине случайные уплотнения вещества среды нарастают во времени, если они охватывают область с линейным размером $l > l_J$. Возмущения с масштабами меньшими джинсовской длины $l < l_J$ представляют собой акустические колебания.

Можно определить массу Джинса как массу шара радиуса $l_J/2$:

$$M_J = \frac{\pi l_J^3}{6} \rho_0 = \frac{c_s^3}{6} \sqrt{\frac{\pi^5}{G^3 \rho_0}}. \quad (4.4)$$

Массы, превышающие массу Джинса, являются нестабильными относительно гравитационного сжатия, поскольку самопритяжение области с высокой плотностью становится больше градиента внутреннего давления.

Развитие гравитационной неустойчивости в первоначально почти однородном веществе приводит к образованию сгустков. Поэтому гравитационная неустойчивость рассматривается как причина образования галактик и звезд.

Скорость роста возмущений плотности $\delta\rho = \rho - \rho_0$ определяется только начальной плотностью среды и не зависит от масштаба возмущения:

$$\delta\rho = \rho_0 \exp(t/\tau_g), \quad \tau_g = 2\pi(G\rho_0)^{-1/2}.$$

По мере сжатия плотность обособившейся области возрастает, джинсовская длина волны уменьшается и появляется возможность фрагментации среды на мелкомасштабные образования. Поэтому звезды всегда рождаются группами (скоплениями, комплексами). Молодые массивные горячие звезды наблюдаются почти исключительно в ассоциациях.

До тех пор, пока центральная температура и плотность недостаточны для начала термоядерных реакций синтеза, при сжатии происходит выделение гравитационной энергии, половина которой, в соответствии с теоремой вириала (п.4.4), идет на увеличение тепловой энергии, а другая половина уходит в виде излучения. Эта фаза эволюции называется стадией протозвезды. Сжатие протозвезды останавливается с началом термоядерных реакций превращения водорода в гелий. Если бы гигантские молекулярные облака в Галактике (их несколько тысяч) свободно сжимались из-за гравитационной неустойчивости, то за время $\sim 10^6$ лет из них образовались бы звезды. Так как полная масса молекулярного водорода в Галактике $M \sim 10^9 M_\odot$, то темп звездообразования составил бы $10^3 M_\odot$ в год. Однако наблюдаемое значение темпа звездообразования в Галактике – несколько M_\odot в год. Это замедление звездообразования обусловлено факторами, препятствующими сжатию: вращением газа и магнитным полем (из-за вмороженности поля в космическую плазму).

4.3. Условия равновесия

Стационарность звезд обеспечивается условием равновесия сил, действующих на каждый элемент вещества звезды. Внутреннее тепловое давление, стремящееся расширить объем, занимаемый веществом звезды, повсеместно уравновешен силами взаимного гравитационного притяжения, стремящимися сжать все вещество в столь угодно малый объем. Для количественных оценок представим звезду в виде сферически симметричного газового облака, основная часть вещества которого сосредоточена в пределах сферы радиуса R . На произвольный цилиндрический элемент вещества объемом $dV = dS dr$, расположенный на расстоянии r от центра звезды действует выталкивающая сила, обусловленная разностью давлений P_1 и P_2 , действующих на нижнее и верхнее основание соответственно (см. рис. 4.2):

$$F_{P1} - F_{P2} = dS(P_1 - P_2) = dS dP.$$

Суммарное гравитационное притяжение со стороны всех других элементов массы определяется притяжением части массы звезды, занимающей шар радиуса r , так как суммарное гравитационное воздействие внешних слоев равно нулю. Поэтому гравитационная сила направлена к центру и равна

$$F_g = -G \frac{M(r)dm}{r^2},$$

где $dm = \rho dV$ – масса рассматриваемого элемента, $M(r)$ – масса вещества звезды в шаре радиуса r . Приравнявая эти две силы, получаем условие равновесие

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M(r)\rho}{r^2}. \quad (4.5)$$

Принимая в качестве типичных значений $r \sim R$, $M(r) \sim M$, получаем приближенное значение внутреннего давления

$$P \sim G \frac{M\rho}{R}.$$

Принимая во внимание связь давления с температурой

$$P = n kT,$$

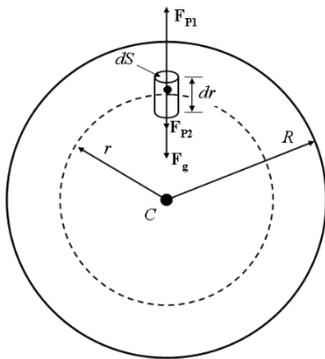


Рис. 4.2. К условию равновесия вещества звезд. Показаны основные силы, действующие на произвольные элемент вещества: сила притяжения F_g и силы теплового давления на нижнюю (F_{P1}) и верхнюю (F_{P2}) поверхности элемента.

можно также оценить типичную температуру в недрах звезды. Здесь $n = \rho/m$ – концентрация частиц газа, $m = \mu m_p$ – средняя масса частиц, m_p – масса протона, μ – относительная молекулярная масса. Если принять что вещество представляет водородную плазму, т.е. состоит из электронов и протонов, то $\mu = 0.5$ и

$$T \approx \frac{GMm_p}{2kR}.$$

Для Солнца это выражение дает $T \approx 10^7$ К, что всего в полтора раза ниже, чем дают надежные расчеты.

4.4. Теорема вириала

Теорема вириала справедлива для системы частиц (тел), взаимодействующих посредством сил, зависящих от расстояния по закону $F \propto r^{-n}$. Если движение частиц финитно, т.е. ограничено в пространстве, что справедливо для частиц стационарной звезды, то в частном случае гравитационного взаимодействия $F \propto r^{-2}$ средние значения суммарной кинетической энергии всех тел системы E_K и потенциальной энергии их взаимодействия V связаны соотношением

$$2E_K + V = 0. \quad (4.6)$$

В применении к веществу звезды под телами следует понимать частицы (протоны, электроны и другие частицы), из которых состоит вещество. В этом случае потенциальная энергия гравитационного взаимодействия частиц вещества по порядку величины равна

$$V \approx -G \frac{M^2}{R},$$

где M – масса звезды, R – ее радиус.

Кинетическая энергия частиц звездного вещества складывается из энергии вращения звезды E_{rot} и тепловой энергии вещества E_T . Энергия вращения, как правило, по величине значительно меньше тепловой энергии вещества, поэтому имеем:

$$E_K = E_T = \frac{3}{2} NkT.$$

Здесь $N = M/(\mu m_p)$ – количество частиц, μ – относительная молекулярная масса. Выражение (4.6) позволяет получить оценку величины средней температуры вещества звезды:

$$T \approx \frac{GM \mu m_p}{3kR}.$$

Для Солнца это выражение дает $T = 4 \cdot 10^6$ К (если принять $\mu = 0.5$), что не сильно отличается от значения, даваемого современными моделями внутреннего строения Солнца.

Из теоремы вириала вытекает также соотношение между полной энергией системы $E = E_K + V$ и кинетической энергией:

$$E = -E_K. \quad (4.7)$$

Полная энергия звезды уменьшается со временем из-за потерь энергии на ее излучение. Процесс потерь энергии очень медленный, поэтому теорема вириала применима для медленно эволюционирующей звезды. Из соотношения (4.7) следует, что величины медленных изменений тепловой и полной энергии связаны соотношением

$$\Delta E_T = -\Delta E. \quad (4.8)$$

Отсюда следует, что звезда, теряющая в виде излучения энергию ($\Delta E < 0$), не остывает, а напротив, разогревается ($\Delta E_T > 0$). При этом она сжимается и ее потенциальная энергия уменьшается ($\Delta V < 0$).

Применение соотношения (4.6) к скоплению звезд позволяет оценить его массу

$$M = \sqrt{\frac{2RE_K}{G}},$$

если суммарная кинетическая энергия звезд скопления E_K известна из наблюдений. Применение этого соотношения к небольшим по размеру R центральным областям галактик, как правило, приводит к несоответствию: найденная таким образом масса M существенно больше суммарной массы всех звезд области M_S . Разрешение противоречия состоит в том, что в центре галактик имеются массивные компактные объекты – сверхмассивные черные дыры, – которые проявляют себя гравитационным воздействием на окружающие звезды.

4.5. Термоядерные реакции

Поскольку потенциальная энергия звезды по порядку величины равна

$$|V| \approx G \frac{M^2}{R},$$

то светимость звезды L за счет этой энергии может быть обеспечена в течение времени

$$t = \frac{|V|}{L}.$$

Для Солнца $|V| \approx 4 \cdot 10^{48}$ эрг, что дает $t = 3 \cdot 10^7$ лет. В действительности же время жизни Солнца составляет $t \approx 5 \cdot 10^9$ лет. Это означает, что для обеспечения наблюдаемой светимости Солнца в течение $5 \cdot 10^9$ лет помимо энергии гравитационного взаимодействия требуется дополнительный, гораздо более мощный источник энергии.

Единственным возможным источником энергии в недрах звезд являются ядерные реакции, которые протекают с выделением энергии. Ядерные реакции, как правило, сопровождаются превращением атомных ядер. Возможность выделения энергии в ядерных реакциях связана с наличием так называемой *энергии связи ядер*, которой называется энергия, необходимая для полного расщепления ядра на отдельные протоны и нейтроны.

Атомное ядро с массой M , зарядовым числом Z и массовым числом $A = Z + N$ содержит Z протонов и N нейтронов и его энергия связи есть

$$E_b(Z, A) = (Zm_p + Nm_n - M)c^2. \quad (4.9)$$

Для любого атомного ядра энергия связи положительна $E_b > 0$, поэтому масса ядра M меньше суммарной массы нуклонов, из которых оно состоит.

Простейшая ядерная реакция – самопроизвольный распад ядра массы M на два других, с массами M_1 и M_2 . Закон сохранения энергии в этом случае записывается в виде

$$Mc^2 = M_1c^2 + M_2c^2 + \Delta E,$$

где ΔE – суммарная кинетическая энергия вторичных ядер. С точки зрения закона сохранения энергии реакция распада возможна при выполнении условия $M_1c^2 + M_2c^2 < Mc^2$, т.е. при $\Delta E > 0$. Если исходное ядро покоится, то его энергию можно записать в виде

$$Mc^2 = (Zm_p + Nm_n)c^2 - E_b(Z, A).$$

Записывая аналогичные соотношения для ядер с массами M_1 и M_2 и учитывая, что $Z = Z_1 + Z_2$ и $A = A_1 + A_2$, сохранение энергии в процессе распада можно представить в виде

$$E_{b1} + E_{b2} - E_b = \Delta E.$$

Отсюда видно, что $\Delta E > 0$, если энергия связи вторичных ядер больше энергии связи исходного ядра, т.е.

$$E_{b1} + E_{b2} > E_b.$$

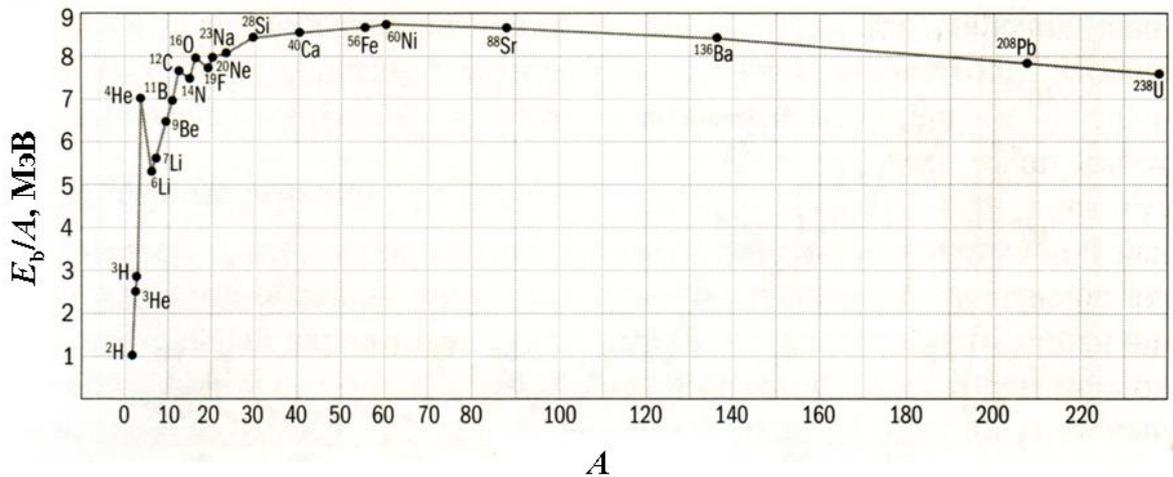


Рис. 4.3 Удельная энергия связи нуклонов в атомном ядре в зависимости от атомного числа ядра.

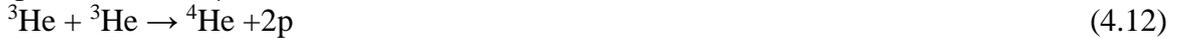
В этом случае распад возможен (если он не запрещен другими законами сохранения), причем он осуществляется с выделением энергии. В противоположном случае $E_{b1} + E_{b2} < E_b$ распад запрещен законом сохранения энергии. В этом случае наоборот возможна реакция синтеза двух ядер с массами M_1 и M_2 с образованием более тяжелого ядра массы M также с выделением энергии

$$\Delta E \approx E_b - E_{b1} - E_{b2}.$$

Вывод о том, какие именно реакции протекают с выделением энергии можно сделать, основываясь на экспериментально определенной удельной энергии связи E_b/A , которая представлена на рис. 4.3. Поскольку энергия связи имеет максимум $E_b/A \approx 8.8$ МэВ при $A \approx 56$, т.е. в области ядер железа, тяжелым ядрам с атомными числами $A > 56$ энергетически выгоден процесс деления на осколки. Этот процесс самопроизвольного распада тяжелых ядер идет с выделением энергии, получившей название *атомной*.

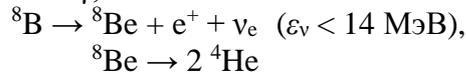
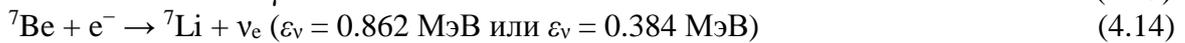
Легчайшим ядрам, наоборот, энергетически выгодно сливаться друг с другом в более тяжелые ядра с выделением *термоядерной энергии*.

Поскольку в веществе звезд легкие элементы являются преобладающими, именно термоядерные реакции синтеза, протекающие в их недрах, являются основным источником энергии. В звездах с массами $M < 1.3 M_{\odot}$ основную роль играют реакции *водородного цикла* (Бете, 1939):



Реакции (4.10)-(4.12) водородного цикла (точнее – две реакции (4.10) и (4.11) с последующей реакцией (4.12)) завершаются образованием ядра гелия ${}^4\text{He}$ из четырех протонов, причем, никакие другие ядра не расходуются.

Завершающая реакция цикла (4.12) реализуется в 65% случаев. С вероятностью 36% водородный цикл завершается реакциями



Как и предыдущая эта ветвь водородного цикла завершаются образованием ядра гелия ${}^4\text{He}$ из четырех протонов. Первая реакция этого цикла (4.10) самая медленная, поэтому она определяет темп энерговыделения и время жизни звезды на главной последовательности.

Образование одного ядра гелия сопровождается выделением энергии

$$\Delta E_H = 26.7 \text{ МэВ},$$

из которой в среднем около 0.6 МэВ уносят нейтрино. Поскольку на каждые ΔE_H выделяемой в недрах звезды энергии рождается два нейтрино, нейтринная светимость звезды (количество нейтрино, испускаемых звездой в единицу времени) равна

$$N_{\nu} = 2 \frac{L}{\Delta E_H} .$$

Нейтринная светимость Солнца составляет $N_{\nu} = 1.8 \cdot 10^{38}$ нейтрино/с. Регистрация солнечных нейтрино позволила получить исчерпывающее доказательство того, что источником энергии Солнца являются термоядерные реакции водородного цикла, протекающие в его недрах (см. главу 5).

Термоядерные реакции в звездах приводят к постепенному изменению химического состава звездного вещества, что вызывает перестройку (эволюцию) звезды. Первый этап эволюции заканчивается истощением запаса водорода в центральных областях звезды. Затем после повышения температуры, вызванного сжатием центральных слоев звезды, становятся эффективными термоядерные реакции горения гелия, которые сменяются реакциями горения C, O, Si и последующих элементов вплоть до Fe. После истощения очередного ядерного горючего происходит повышение температуры и плотности до тех пор, пока не включаются новые термоядерные реакции между атомными ядрами – продуктами предыдущего этапа эволюции. Каждому этапу эволюции звезды соответствуют определенные термоядерные реакции.

В результате протекания в недрах массивных звезд всех этих циклов ядерных реакций образуются железные звездные ядра, которые, в конце концов, теряют устойчивость и переходят в состояние гравитационного коллапса, заканчивающегося образованием нейтронных звезд либо черных дыр.

4.6. Характер движения квантов в недрах звезд

Рассмотрим на примере Солнца особенности распространения квантов излучения в веществе звезды. Фотоны рождаются в зоне ядерных реакций в центральной области Солнца $r < 0.3 R_{\odot}$. Плотность вещества в центре Солнца около 100 г/см^3 , температура около 10^7 К . Условия с высокой точностью соответствуют полному термодинамическому равновесию, поэтому энергия рождающихся фотонов распределена по закону Планка для абсолютно черного тела. Максимум спектра отвечает энергии фотонов $\varepsilon = h\nu \approx 1 \text{ кэВ}$, что соответствует жесткому рентгеновскому излучению.

Движущиеся из солнечных недр фотоны испытывают многократные рассеяния в результате взаимодействия со свободными электронами. При этом в результате рассеяний направление движения фотонов случайным образом меняется. Поэтому характер распространения фотонов носит диффузионный характер с коэффициентом диффузии

$$\kappa = \frac{l_{\gamma} c}{3}. \quad (4.16)$$

Длина свободного пробега фотона (среднее расстояние, проходимое фотоном между двумя последующими взаимодействиями)

$$l_{\gamma} = \frac{1}{n_e \sigma} \quad (4.17)$$

определяется концентрацией электронов n_e и сечением взаимодействия фотонов с электронами. Упрямому рассеянию фотонов отвечает Томсоновское сечение

$$\sigma = \sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Описанный характер распространения фотонов имеет место в зоне ядерных реакций ($r < 0.2 R_{\odot}$) и в зоне лучистого равновесия, занимающей область

$$0.2 R_{\odot} < r < 0.7 R_{\odot}.$$

Время распространения фотонов через эту зону определяется выражением

$$t_{\gamma} = \frac{L^2}{\kappa},$$

где $L = 0.7 R_{\odot}$.

Плотность вещества при $r = 0.3 R_{\odot}$ составляет $\rho \approx 10 \text{ г/см}^3$, что соответствует концентрации электронов

$$n_e = \frac{\rho}{m_p} \approx 10^{25} \text{ см}^{-3}.$$

Поэтому время распространения фотонов через зону лучистого равновесия составляет

$$t_{\gamma} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ лет.}$$

Для сравнения – нейтрино, сечение взаимодействия которого с веществом на много порядков меньше, чем у фотонов, свободно покидают Солнце за время $t \approx R_{\odot}/c \approx 2 \text{ с}$.

По мере удаления от центра Солнца температура и плотность вещества падают, и на расстояниях, больших $0.7 R_{\odot}$ уже существуют не полностью ионизованные и нейтральные атомы. Это приводит к существенному изменению характера распространения фотонов. Преобладающими становятся процессы поглощения фотонов с последующим переизлучением вторичных фотонов меньших энергий. В результате этого происходит «дробление» жестких квантов на кванты меньших энергий. Вместо гамма-лучей излучаются рентгеновские, вместо рентгеновских – ультрафиолетовые, которые, в свою очередь, в наружных слоях дробятся на кванты видимых и тепловых лучей, окончательно излучаемых Солнцем.

Интенсивное взаимодействие фотонов с веществом в зоне $r > 0.7 R_{\odot}$ приводит к тому, что под воздействием давления излучения (фотонов) вещество приходит в движение (конвекцию). Поэтому внешняя зона $r > 0.7 R_{\odot}$, в которой перенос излучения обеспечивается главным образом конвективными вихревыми движениями вещества, называется конвективной зоной. Конвективные движения вещества значительно сокращают время переноса фотонов: пересечение ими конвективной зоны составляет несколько десятков лет.

Самые внешние слои Солнца, излучение которых можно наблюдать, называются солнечной атмосферой. Основная часть солнечной атмосферы, в которой образуется видимое излучение, называется фотосферой. Фотосфера видна при непосредственном наблюдении Солнца в белом свете в виде кажущейся его поверхности. Она представляет собой относительно тонкую область толщиной около 300 км с температурой $T_{\text{eff}} = 5770\text{К}$.

4.7. Распространенность химических элементов

Распространенностью химических элементов называют число атомов этого элемента, приходящегося в веществе на определенное, нормировочное число атомов «опорного» элемента. Обычно в качестве такого опорного элемента выбирают водород. Распространенность элементов в Солнечной системе определяют из анализа вещества земной коры, Луны, метеоритов и из спектроскопического анализа солнечного излучения.

Если отвлечься от аномалий, обусловленных особенностями эволюции космических объектов (например, аномально малое количество водорода и гелия на Земле), то распространенности элементов в различных космических объектах оказываются близкими друг к другу и к распространенностям элементов и их изотопов в Солнечной системе.

Кривая, передающая главные особенности космической распространенности, приведена на рис. 4.4. Из этого рисунка видно, что вещество Вселенной в настоящую эпоху состоит главным образом из водорода (около 92% по числу атомов и 73% по массе), а также гелия (около 8% по числу атомов и 25% по массе). Распространенность элементов, следующих за гелием, резко (экспоненциально) уменьшается с ростом массового числа A вплоть до $A \approx 100$. На все элементы тяжелее гелия приходится около 2% массы или 0.1% числа атомов. При $A > 100$ распространенности элементов практически не меняются. На фоне систематического уменьшения распространенности с ростом A наблюдаются резкие минимумы и максимумы распространенности. Так содержание лития, бериллия и бора примерно в сто миллионов раз меньше, чем содержание следующих непосредственно за ними более тяжелых элементов. Наблюдается преобладание изотопов с $A = 2Z = 2N$, например, изотопов углерода ^{12}C , кислорода ^{16}O , неона ^{20}Ne , магния ^{24}Mg , кремния ^{28}Si и т.д. Кривая распространенности также имеет локальный максимум в области ядер с $A \approx 50-60$. Этот максимум соответствует железу и соседним с ним элементам, вследствие чего он называется *железным максимумом*.

Преобладание во Вселенной водорода означает, что водород – исходный элемент для ядерных процессов синтеза более тяжелых элементов. Наряду с водородом гелий также имеет космологическое происхождение, его образование происходило в период, когда возраст Вселенной составлял $t \approx 100$ с.

Элементы, более тяжелые, чем гелий образуются в ядерных реакциях в недрах звезд. Железный максимум отражает эффект накопления, поскольку область железного максимума представляет собой с энергетической точки зрения конечный пункт ядерной эволюции вещества. Элементы, расположенные правее железного максимума, содержатся в веществе в относительно небольшом количестве. Их образование обусловлено относительно медленными процессами захвата атомными ядрами нейтронов во время процессов взрывного характера, например, при вспышках сверхновых, сопровождающихся выделением большого количества тепловой энергии.

Элементы, образующиеся в недрах звезд, поступают в межзвездную среду,

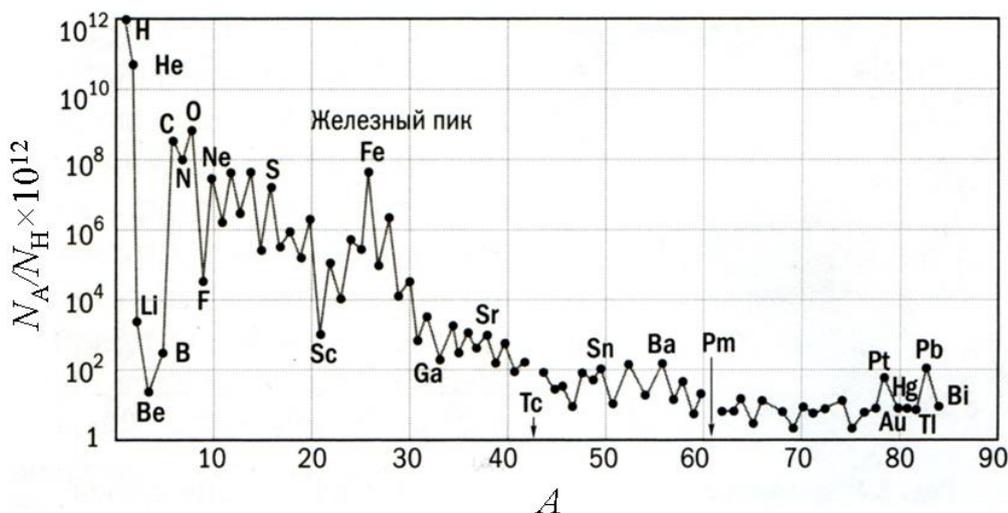


Рис. 4.4 Наблюдаемая космическая распространенность элементов N_A в зависимости от атомного числа элемента.

обогащая ее тяжелыми элементами. Механизм поступления вещества звезд в окружающее космическое пространство обусловлен взрывами сверхновых звезд (п. 4.9),

происходящими в Галактике в среднем 1 раз в 30 лет. Расчеты показывают, что вещества, выбрасываемого сверхновыми достаточно, чтобы обеспечить Галактику наблюдаемым количеством тяжелых элементов.

4.8. Завершающие стадии эволюции звезд

В начальный период эволюции звезды силы гравитационного притяжения, стремящиеся сжать вещество звезды, уравниваются тепловым давлением, которое обеспечивается энерговыделением термоядерных реакций. Будет ли находиться звезда в равновесии после исчерпания запасов ядерной энергии, зависит от того, могут ли развиваться в веществе силы давления, способные противостоять силам гравитационного притяжения.

4.8.1. Белые карлики

При высоких плотностях вещества $\rho > 10^3 \text{ г/см}^3$ электроны представляют собой *вырожденный газ*, свойства которого определяются не классической, а квантовой механикой. Важной особенностью вырожденного газа является то, что число квантовых состояний с малой энергией ограничено в силу принципа Паули и электроны заполняют квантовые уровни с высокой энергией, значительно превышающей энергию их теплового движения. Вследствие этого давление вырожденного газа зависит лишь от плотности:

$$P_e \approx \frac{h^2}{(2\pi)^2 m_e} \left(\frac{\rho}{m_p} \right)^{5/3} \quad \text{при} \quad \rho < 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3,$$

$$P_e \approx \frac{hc}{2\pi} \left(\frac{\rho}{m_p} \right)^{4/3} \quad \text{при} \quad \rho > 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3,$$

где m_e и m_p – масса электрона и протона соответственно. В первом случае электронный газ является нерелятивистским, во втором – релятивистским.

Как было показано выше, давление вещества звезды, уравнивающее силы притяжения, определяется значениями массы и радиуса звезды:

$$P \approx G \frac{M \rho}{R}.$$

Это давление можно выразить через плотность вещества звезды:

$$P \propto M^{2/3} \rho^{4/3}.$$

Отсюда видно, что если электронный газ является нерелятивистским, то создаваемое им давление способно стабилизировать звезду любой массы. Действительно, поскольку давление электронов P_e с увеличением плотности вещества растет быстрее, чем давление P , способное уравновесить силы гравитации, соответствует значение плотности ρ , которое обеспечивает равенство $P_e = P$. В этом случае радиус и масса звезды связаны зависимостью

$$R \propto M^{-1/3}.$$

В отличие от звезд главной последовательности, радиус которых растет с увеличением массы, радиус белого карлика уменьшается с увеличением его массы, что подтверждается наблюдениями. Заметим также, что при заданной массе звезды значение ее радиуса $R \propto m_e^{-1}$ обратно пропорционально массе частиц вырожденного газа. Отсюда следует, что если звезда стабилизируется давлением вырожденного газа, состоящего из более массивных частиц нейтронов, то размер звезды будет в $m_n / m_e \approx 2000$ раз меньше.

При достаточно высоких плотностях вещества электронный газ становится релятивистским. В этих условия решающим физическим фактором становится масса звезды M . Поскольку $P \propto M^{2/3} \rho^{4/3}$, а давление электронов $P_e \propto \rho^{4/3}$ от массы звезды не зависит, при достаточно большой массе звезды M гравитационное давление будет всегда больше давления релятивистского электронного газа $P > P_e$. Отсюда следует, что существует критическое значение массы звезды M_{c1} , называемое *чандрасекаровским пределом*, выше которого давление вырожденного электронного газа не способно остановить гравитационное сжатие звезды. Подставляя в равенство $P_e = P$ выражения для P_e и P , получаем выражение для критического значения массы

$$M_{c1} \approx \frac{1}{2m_p^2} \left(\frac{hc}{2\pi G} \right)^{3/2} \approx M_\odot.$$

Более надежные расчеты показывают, что чандрасекаровский предел равен

$$M_{c1} \approx 1.4 M_\odot. \quad (4.18)$$

При $M < M_{c1}$ звезда стабилизируется давлением вырожденного электронного газа. Такие звезды называются *белыми карликами*. Их массы сравнимы с массой Солнца M_\odot , но радиус примерно в 100 раз меньше радиуса Солнца. Название «белый карлик» связано с цветом первых открытых представителей этого класса. Позднее были открыты и более холодные желтые, красные и коричневые белые карлики.

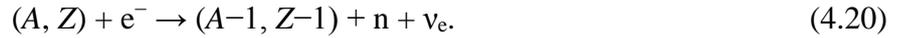
4.8.2. Нейтронные звезды

При достаточно высокой плотности равновесие звезды нарушается процессами нейтронизации вещества. Энергия вырожденных электронов достигает такой величины, что они начинают интенсивно захватываться атомными ядрами:



Здесь символом (A, Z) обозначено атомное ядро с массовым числом A и порядковым номером элемента Z . Энергетический порог этой реакции, как правило, велик, поэтому только при высоких плотностях вещества, характерных для конечных стадий эволюции звезды, энергия электронов может превысить критическую величину.

В результате протекания реакций (4.19) образуются ядра, перегруженные нейтронами. Поэтому в дальнейшем захват электронов сопровождается испусканием свободных нейтронов:



При этом появляется все больше и больше свободных нейтронов. Это приводит к тому, что вещество почти полностью состоит из свободных нейтронов.

Звезды, состоящие почти целиком из нейтронов, называются *нейтронными*. Их существование было теоретически предсказано Д. Оппенгеймером и Г. Волковым в 1939 г. Нейтронные звезды характеризуются приблизительно ядерной плотностью вещества

$$\rho \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$$

и удерживаются в равновесии давлением вырожденного нейтронного газа. Расчеты показывают, что нейтронный газ может стабилизировать звезды с массами

$$M_{c1} = 1.4 M_{\odot} < M < M_{c2} = 2.7 M_{\odot}. \quad (4.21)$$

Как было показано выше за счет значительно большей массы нейтронов по сравнению с массой электронов, размер нейтронной звезды должен составлять

$$R_{NS} \sim 10^{-5} R_{\odot} \approx 10 \text{ км.}$$

Теоретически предсказанные нейтронные звезды были отождествлены с открытыми в 1967 г. А. Хьюишем (Англия) *пульсарами*. Пульсарами называются «точечные» (т.е. очень маленькие по размеру) источники импульсного радиоизлучения с периодами следования импульсов

$$T = 0.001 - 1 \text{ с}$$

и общим энерговыделением (светимостью)

$$L = 10^{30} - 10^{38} \text{ эрг/с.}$$

Теоретические исследования показали, что пульсаром может быть только быстро вращающаяся сильно намагниченная нейтронная звезда.

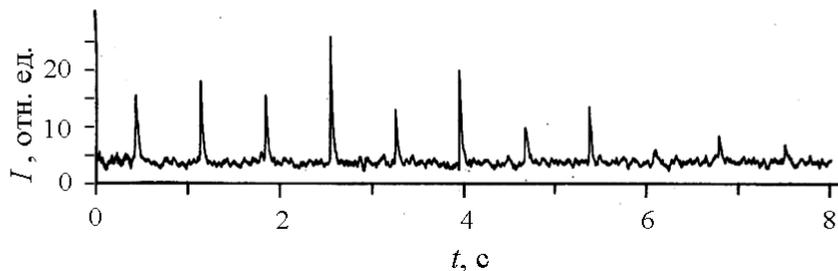


Рис. 4.5. Запись импульсов пульсара PSR 0329+54, открытых одним из первых. Импульсы записаны на частоте 410 МГц, период повторения составляет 0.714 с.

Высокая стабильность периода следования импульсов объясняется тем, что он непосредственно связан с периодом вращения массивного объекта — нейтронной звезды. Период вращения нейтронной звезды не может быть меньше предельного значения T_{min} ,

которое вытекает из условия стабильности вращающегося тела. Стабильность обеспечивается только при условии, что сила притяжения любого элемента тела обеспечивает требуемое центробежное ускорение. Наиболее жесткие ограничения это условие накладывает на скорость элемента, расположенного на поверхности тела в области его экватора:

$$G \frac{mM}{R^2} = \frac{mv^2}{R}.$$

Здесь $v = 2\pi R/T$ – линейная скорость рассматриваемого элемента с массой m . Отсюда вытекает выражение для минимально возможного периода вращения звезды:

$$T_{\min} = \sqrt{\frac{3\pi}{\rho G}}. \quad (4.22)$$

Приведенному выше значению плотности вещества нейтронной звезды $\rho \approx 2 \cdot 10^{14}$ г/см³ отвечает значение минимального периода вращения

$$T_{\min} = 10^{-3} \text{ с.}$$

Это значение хорошо согласуется с данными наблюдений: наименьший период пульсаров составляет $T = 1.5$ мс.

Радиус нейтронной звезды с типичной массой $M = 1 M_{\odot}$ составляет $R = 10$ км.

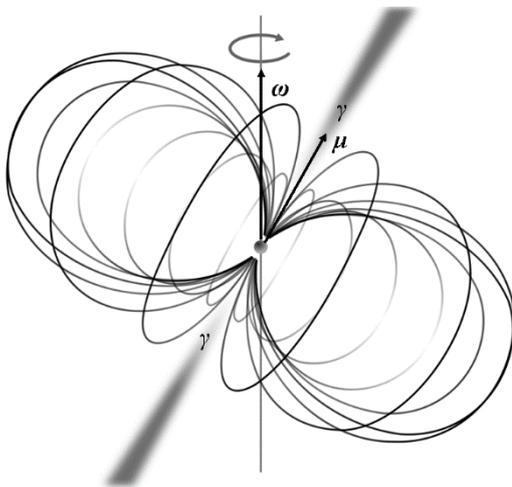


Рис. 4.6. Схематическое изображение нейтронной звезды. Показано направление вращения звезды (ω – вектор угловой скорости), магнитный дипольный момент μ , силовые линии дипольного поля и конические области излучения (γ).

Поскольку нейтронная звезда есть результат гравитационного сжатия обычной звезды, подобной Солнцу, следует полагать, что в процессе сжатия сохранялся момент количества движения звезды $L = J\omega$, где $J \sim MR^2$ – момент инерции, $\omega = 2\pi/T$ – угловая скорость вращения звезды. Из этого условия получается оценка периода вращения нейтронной звезды

$$T = T_{\odot} \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2.$$

Подставляя в это выражение значения периода вращения Солнца $T_{\odot} = 30$ сут и его радиуса $R_{\odot} = 7.5 \cdot 10^{10}$ см, получаем вполне разумное значение периода вращения нейтронной звезды $T = 5 \cdot 10^{-4}$ с.

Запас энергии вращения нейтронной звезды огромен:

$$E_{NS} = \frac{J\omega^2}{2} \sim 10^{49} \text{ эрг.}$$

Эта энергия расходуется на интенсивную генерацию потоков плазмы, в которых и производится наблюдаемое излучение пульсаров. Потеря энергии нейтронной звезды сопровождается замедлением ее вращения, что обнаруживается в *вековом увеличении периода* излучения пульсара. При этом доля энергии, уносимая радиоизлучением пульсара, мала – порядка 10^{-5} от потерь вращательной энергии нейтронной звезды. Предельно короткие периоды $T \sim T_{min}$ характерны только для очень молодых пульсаров в относительно короткое время после их образования. С течением времени период пульсаров возрастает с некоторым темпом $dT/dt > 0$. Измерения векового замедления пульсаций позволяет оценить возраст пульсара:

$$\tau_p \sim T \left(\frac{dT}{dt} \right)^{-1}. \quad (4.23)$$

Наблюдаемый темп замедления вращения пульсаров характеризуется значениями $dT/dt = 10^{-13} - 10^{-20}$ с/с.

В зависимости от возраста пульсары делятся на группы: молодые пульсары с $\tau_p < 10^4$ лет; пульсары среднего возраста ($\tau_p \sim 10^6$ лет) и старые пульсары с $\tau_p > 10^7$ лет. Свойства пульсаров существенно меняются в процессе их эволюции. Молодые пульсары помимо радиоизлучения являются мощными источниками рентгеновского и гамма-излучения. По мере замедления вращения пульсаров их высокочастотное излучение сильно уменьшается. Отличительной чертой старых пульсаров является «замирание» (прекращение на некоторое время) их радиоизлучения. Длительность замирания увеличивается в ходе эволюции до тех пор, пока пульсар не «замолчит» навсегда. По существующим оценкам количество «молчащих» пульсаров в тысячу раз больше, чем число пульсаров, генерирующим мощное радиоизлучение.

Механизм формирования излучения пульсаров еще не до конца ясен во всех деталях. Однако ясно, что решающую роль здесь играет наличие сверхсильных магнитных полей у нейтронных звезд $B \sim 10^{12}$ Гс. Появление сильного магнитного поля вблизи поверхности нейтронной звезды объясняется сохранением потока магнитного поля (благодаря высокой проводимости плазменного вещества звезды) в процессе сжатия, приводящего к образованию нейтронной звезды из обычной звезды.

Быстрое вращение сильно замагниченной нейтронной звезды порождает вблизи ее поверхности сильные электрические поля, напряженность которых достигает величины $E \sim 10^{11}$ В/см. Существование столь сильного электрического поля приводит к генерации электрон-позитронной плазмы, на что и расходуется энергия вращения нейтронной звезды. Небольшая часть этой энергии (порядка 10^{-5}) переходит в энергию излучения, возникающего в потоках плазмы.

Излучение пульсаров в виде коротких импульсов с коротким и высокостабильным периодом следования импульсов объясняется тем, что магнитный момент нейтронной звезды μ направлен под некоторым углом к оси ее вращения (рис. 4.6). Вследствие этого магнитное поле звезды асимметрично относительно оси ее вращения. По этой причине излучение возникает в относительно небольших по размеру областях пространства, симметричных относительно направления магнитного момента. При этом излучение

сосредоточено в узком конусе с углом раствора порядка 10° , ось которого совпадает с направлением магнитного момента (рис. 4.6). Импульсный характер излучения объясняется «эффектом маяка» – излучение наблюдается только в те относительно короткие периоды времени, когда Земля попадает в конус излучения.

Уже известно около 2-х тысяч радиопульсаров. Ближайшие из них расположены на расстоянии около 120 пк (около 390 световых лет) от Солнца.

Несколько позже были открыты источники периодического рентгеновского излучения, названные рентгеновскими пульсарами. Как и радиопульсары, рентгеновские пульсары являются сильно замагниченными нейтронными звёздами. В отличие от радиопульсаров, расходующих собственную энергию вращения на излучение, рентгеновские пульсары излучают за счёт аккреции вещества звезды-компаньона. Как следствие, масса пульсара медленно растёт, увеличивается его момент инерции и частота вращения, в то время как радиопульсары со временем, наоборот, замедляются. Обычный пульсар совершает оборот за время от нескольких секунд до нескольких десятых долей секунды, а рентгеновский пульсар делает сотни оборотов в секунду.

4.8.3. Черные дыры

Если масса звезды на конечной стадии ее эволюции больше предельной

$$M_{c2} \approx 2.7 M_{\odot}, \quad (4.24)$$

то концом эволюции является бесконечное гравитационное сжатие (*гравитационный коллапс*): внутреннее давление вещества не может противостоять силам гравитационного притяжения. В рамках классической теории в этом случае получалось, что звезда должна сжиматься в точку. В общей теории относительности показано, что для удаленного от коллапсирующей звезды (т.е. находящегося вне ее гравитационного поля) наблюдателя радиус звезды асимптотически стремится к гравитационному радиусу

$$r_g = 2 \frac{GM}{c^2}. \quad (4.25)$$

Сфера радиуса r_g называется *сферой Шварцшильда* по имени американского физика, получившего точное решение для сферически симметричного поля тяготения в общей теории относительности. При приближении радиуса звезды к гравитационному радиусу скорость сжатия для удаленного наблюдателя замедляется, так что звезда выглядит «застывшей» в своем развитии. Излучение звезды по мере приближения ее радиуса к гравитационному становится все более и более слабым; в пределе звезда полностью изолируется от внешнего наблюдателя.

Звезда в состоянии коллапса называется *черной дырой*. Поле тяготения вблизи звезды настолько сильное, что на расстоянии $r = r_g$ параболическая скорость для находящихся в этой области тел равна скорости света (см. выражение (2.16)). Это означает, что из черной дыры ничто не может вылететь – ни излучение, ни частицы, поскольку в природе ничто не может двигаться со скоростью большей скорости света. Гравитационный радиус чрезвычайно мал: например, для массы звезды $M = 3 M_{\odot}$ он составляет всего $r_g \approx 10$ км.

Черные дыры вызывают своим гравитационным полем бурные процессы при падении (*аккреции*) в них окружающего газа. Аккреция вещества на компактный объект является очень эффективным процессом преобразования энергии гравитационного

взаимодействия в другие формы энергии. Если некоторая масса вещества m двигаясь с большого расстояния $r \gg R$ падает на компактный объект массы M и радиуса R , то кинетическая энергия этого вещества $E_K = mv^2/2$ у поверхности объекта равна

$$E_K = G \frac{Mm}{R}.$$

Эта энергия при столкновении вещества с поверхностью объекта превращается в тепловую энергию. Если вещество непрерывно падает на объект с темпом $dm/dt = \dot{m}$ то скорость диссипации энергии есть

$$\frac{dE}{dt} = G \frac{M\dot{m}}{R}.$$

Полезно выразить этот результат в терминах гравитационного радиуса:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\dot{m}c^2}{2} \left(\frac{r_g}{R} \right).$$

Согласно этому выражению при аккреции вещества на нейтронную звезду массы $1 M_\odot$ и радиуса $R = 10$ км доля $\eta \approx 1/6$ энергии покоя вещества mc^2 преобразуется в тепло. Для сравнения: для химических реакций характерно значение $\eta = 10^{-9}$, для ядерных реакций – $\eta = 10^{-2}$. Нагретое при падении на нейтронную звезду вещество таким образом разогревается до очень высокой температуры. Поэтому такой объект становится источником мощного электромагнитного излучения.

Светимость нейтронной звезды L , обусловленная аккрецией, не может неограниченно расти при увеличении темпа аккреции. Предел величины светимости обусловлен давлением излучения, препятствующим неограниченному росту темпа аккреции. Фотоны взаимодействуют с электронами вещества (плазмы) посредством томсоновского рассеяния, которое обуславливает радиационную силу давления на один электрон

$$F_{rad} = \sigma_T F_{ph}/c.$$

Здесь σ_T – сечение Томсона, F_{ph} – плотность потока энергии фотонов, которая на расстоянии r от звезды определяется выражением

$$F_{ph} = \frac{L}{4\pi r^2}.$$

Предельное значение светимости обеспечивает величину радиационной силы, которая уравнивает силу гравитационного притяжения пары протон-электрон компактным объектом

$$F_g = G \frac{Mm_p}{r^2}.$$

Из условия $F_g = F_{rad}$ вытекает выражение для предельной светимости (так называемый *эддингтоновский предел*)

$$L_E = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} = 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \frac{\text{эрг}}{\text{с}}.$$

В отличие от нейтронной звезды черная дыра не имеет поверхности. Поэтому при сферически-симметричной аккреции почти вся накопленная в гравитационном поле энергия уходит вместе с веществом внутрь сферы гравитационного радиуса r_g . Выделение значительной части этой энергии за пределами сферы возможно при особом режиме аккреции – так называемой дисковой аккреции.

В реальных условиях аккрецирующий газ обладает ненулевым моментом импульса. Поэтому движение вещества в поле притяжения черной дыры происходит по кеплеровским орбитам в пределах дискообразного образования. Чтобы приблизиться к центру черной дыры вещество должно перейти на более близкую орбиту, что возможно только при условии уменьшения (потери) момента импульса. Это обеспечивается благодаря тому, что вещество в аккрецирующем диске вращается дифференциально, т.е. с разной угловой скоростью. За счет вязкого взаимодействия между соседними слоями вещества момент импульса передается вдоль диска наружу, благодаря чему вещество во внутренней части диска медленно приближается к черной дыре. Трение между слоями вращающегося газа разогревает его до высоких температур и в конечном итоге обеспечивает высокую светимость объекта. При этом в отличие от аккреции на поверхность нейтронной звезды только половина приобретенной веществом в гравитационном поле кинетической энергии переходит в тепловую энергию.

Аккрецирующие газовые потоки становятся особенно мощными, когда на черную дыру, входящую в состав двойной звездной системы, газ перетекает от звезды-компаньона. Газ, нагретый при падении в поле тяготения черной дыры, интенсивно излучает в рентгеновском диапазоне и по этому излучению черная дыра может быть обнаружена. В настоящее время в Галактике обнаружено свыше 20-ти объектов – кандидатов в черные дыры.

Есть основания полагать, что в центре галактик существуют *сверхмассивные черные дыры* с массами

$$M_{BH} = 10^6 - 10^9 M_\odot.$$

Аккреция окружающего межзвездного вещества на сверхмассивные черные дыры приводит к огромному энерговыделению

$$L_{AGN} = 10^{41} - 10^{47} \text{ эрг/с},$$

которое наблюдается в *активных ядрах галактик*. Имеющиеся наблюдения свидетельствуют о том, что аккреция вещества на черную дыру сопровождается образованием двух узких *релятивистских струй* вещества (*джетов*), направленных от черной дыры в противоположных направлениях. Наблюдаемое излучение исходит как из аккреционного диска, так и из вещества джета. Особенно ярким за счет эффекта Доплера является джет, направленный в сторону наблюдателя.

Примечательно, что при наблюдении джетов, ось которых составляет небольшой угол с лучом зрения, фиксируется перемещение вещества джета в картинной плоскости (плоскости, перпендикулярной лучу зрения) со сверхсветовой скоростью. Суть этого эффекта легко понять, принимая во внимание предполагаемую структуру распределения

вещества вблизи активного галактического ядра (рис. 4.7). Рассмотрим излучающий сгусток вещества, движущийся со скоростью v вдоль оси джета, которая составляет некоторый угол θ с лучом зрения. Если в момент времени t_0 сгусток находился вблизи

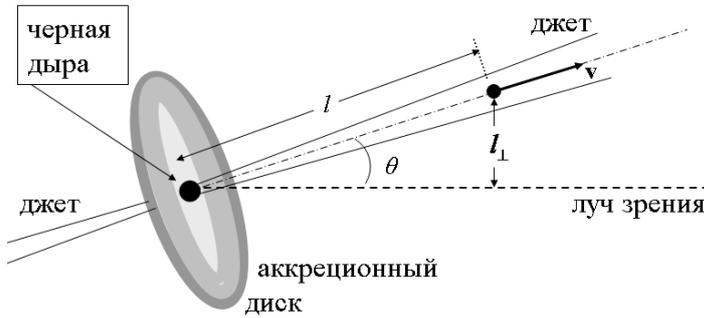


Рис. 4.7 Схематическая структура активного ядра галактики.

основания джета, то испущенное им в этот момент излучение достигнет наблюдателя через промежуток времени $t = d/c$, где d – расстояние от ядра галактики до наблюдателя. Через промежуток времени t_1 сгусток проходит вдоль оси джета расстояние $l = vt_1$ и смещается вдоль картинной плоскости на расстояние $l_{\perp} = vt_1 \sin \theta$. Световой сигнал, испущенный в этот момент времени, достигнет наблюдателя в момент времени

$$t_2 = t_1 + \frac{d - vt_1 \cos \theta}{c}.$$

Поэтому скорость излучаемого сгустка относительно наблюдателя в поперечном к лучу зрения направлении есть

$$v_{\perp} = \frac{vt_1 \sin \theta}{t_2 - t} = \frac{v \sin \theta}{1 - \frac{v \cos \theta}{c}}.$$

Максимальное значение этой скорости

$$v_{\perp} = \Gamma v$$

достигается при $\cos \theta = v/c$. Здесь $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – Лоренц-фактор сгустка. Таким образом в случае когда вещество джета движется со скоростью, близкой к скорости света и ось джета наклонена под небольшим углом к лучу зрения кажущаяся скорость перемещения излучающего сгустка вещества v_{\perp} может значительно превышать скорость света без какого-либо нарушения законов специальной теории относительности. Так, например, при скорости вещества джета $v = 0.98c$ поперечная скорость может достигать значения $5c$.

Принято подразделять галактики с активными (нестационарными) ядрами в соответствие со спектральными особенностями их излучения на четыре типа: *сейфертовские галактики, радиогалактики, лацетиды и квазары*. Характерная мощность выделения энергии (светимость) в галактиках с активными ядрами составляет от $L = 10^{41} - 10^{44}$ эрг/с для сейфертовских галактик до $L = 10^{46} - 10^{47}$ эрг/с для наиболее

мощных квазаров. Если выразить светимость активного ядра в единицах полной светимости всех звезд галактики L_* , то это соответствует интервалу $L = (10^{-3} - 10^2)L_*$.

Присутствие массивной черной дыры в центре галактики обнаруживается по наблюдениям движения звезд и/или газа. Скорости движения в центральной области галактики целиком определяются массой черной дыры. Поэтому измерения скоростей позволяют определить величину массы черной дыры.

В большинстве галактик, в том числе и в нашей, интенсивной аккреции газа по ряду причин не происходит и ядра таких галактик являются неактивными. Наблюдение кеплеровского вращения ближайших к ядру Галактики звезд позволили получить наиболее убедительные оценки массы черной дыры $M_{BH} \approx 4 \cdot 10^6 M_\odot$ в ядре нашей Галактики.

Обнаружено около тысячи объектов во Вселенной, которые причисляются к чёрным дырам. Ожидается, что существует десятки миллионов таких объектов. В настоящее время основной способ отличить чёрную дыру от объекта другого типа состоит в том, чтобы измерить массу и размеры объекта и сравнить его радиус с гравитационным радиусом r_g .

4.9. Сверхновые звезды

4.9.1. Основные свойства

Данные наблюдений показывают, что нейтронные звезды (пульсары) и черные дыры возникают при взрывах (вспышках) *сверхновых звезд*. *Вспышка сверхновой* представляет собой гигантский по масштабам взрыв звезды с выделением энергии

$$E_{SN} = 10^{50} - 10^{51} \text{ эрг.}$$

Термином «сверхновые» были названы звёзды, которые вспыхивали гораздо (на порядки) сильнее так называемых *новых звезд*, блеск которых внезапно увеличивался примерно в 10^3 раз. На самом деле ни те, ни другие физически новыми не являются: вспыхивают уже существующие звёзды. Но в нескольких исторических случаях вспыхивали те звёзды, которые ранее были на небе практически или полностью не видны, это явление и создавало эффект появления новой звезды.

В момент вспышки сверхновой светимость звезды увеличивается в миллиарды раз, и на короткое время (порядка месяца) звезда по своей светимости становится сравнимой с целой галактикой. Поэтому сверхновые можно регистрировать в очень удаленных галактиках, расположенных на расстояниях вплоть до 1 Гпк.

По зависимости светимости звезды от времени различают два типа сверхновых – сверхновые типов I и II.

Отличительное свойство сверхновых типа I – почти полное сходство кривых блеска (зависимости светимости от времени). В максимуме светимости, который достигается приблизительно за 15 дней, звезда излучает около

$$L \sim 5 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с,}$$

что в 12 млрд. раз превосходит светимость Солнца. После достижения максимума излучение сверхновой быстро уменьшается (светимость падает на порядок за время около 30 суток). Благодаря тому, что наблюдаемый разброс параметров сверхновых типа I очень мал, они используются в качестве «стандартных свеч» для определения расстояний до удаленных галактик.

В отличие от сверхновых типа I, кривые блеска сверхновых типа II очень разнообразны, максимум кривой имеет большую продолжительность и соответствует примерно в 5 раз меньшей светимости.

Сходство в поведении сверхновых типа I объясняется тем, что в их основе лежит один и тот же механизм. Все они обусловлены термоядерным взрывом белых карликов в двойных системах. Компактная звезда за счет аккреции вещества своего компаньона, находящегося на главной последовательности, увеличивает свою массу, пока последняя не превысит критическое значение $M_{c1} = 1.4 M_{\odot}$. Это приводит к резкой, взрывоподобной интенсификации термоядерных реакций, которая охватывает практически весь объем звезды. В результате взрыва все вещество звезды разлетается в виде расширяющейся оболочки массы $M_{ej} = 1.4 M_{\odot}$, кинетическая энергия которой

$$E_{SN} = \frac{M_{ej} V_0^2}{2} = 10^{51} \text{ эрг.}$$

Здесь V_0 – начальная скорость расширения оболочки.

Сверхновые типа II взрываются в результате эволюции более массивных звезд, имеющих массы $M > 10 M_{\odot}$. Эволюция массивной звезды приводит к образованию ядра, состоящего из элементов железного пика. После исчерпания запасов ядерного топлива звезда интенсивно теряет энергию посредством нейтринного излучения. Потери энергии сопровождаются нейтронизацией вещества (см. (4.19-4.20)), а также коллапсом ядра звезды. При массе железного ядра $M_{Fe} < M_{c2}$ гравитационный коллапс в некоторый момент заканчивается образованием нейтронной звезды. Если же масса ядра $M_{Fe} > M_{c2}$, то гравитационный коллапс продолжается неограниченно долго и приводит к образованию черной дыры. В обоих случаях за счет выделяющейся при коллапсе ядра энергии, а также благодаря термоядерному горению углерода и кислорода во внешних областях звезды происходит сброс внешних слоев звезды в виде расширяющейся оболочки с массой $M_{ej} = (2-10) M_{\odot}$ и кинетической энергией $E_{SN} = 5 \cdot 10^{50}$ эрг.

Важно отметить, что полная выделившаяся при взрыве сверхновой типа II энергия намного превышает кинетическую энергию сброшенной оболочки. В случае образования нейтронной звезды высвобождаемая сверхновой энергия обусловлена разницей потенциальных энергий исходной звезды и образующейся нейтронной звезды:

$$E = \left(-\frac{GM^2}{R} \right)_S - \left(-\frac{GM^2}{R} \right)_{NS}. \quad (4.26)$$

Здесь индексы S и NS соответствуют исходной звезде и нейтронной звезде соответственно. Поскольку радиус нейтронной звезды намного меньше радиуса исходной звезды $R_{NS} \ll R_S$, второе слагаемое в этом выражении по величине намного больше первого. С учетом этого выражение для полной выделившейся при взрыве энергии можно записать в виде

$$E = 5 \cdot 10^{53} \left(\frac{10 \text{ км}}{R_{NS}} \right) \left(\frac{M_{NS}}{1.4 M_S} \right)^2 \text{ эрг.} \quad (4.27)$$

Почти всю эту энергию уносят образующиеся при нейтронизации вещества нейтрино. Регистрация нейтрино, порождаемых при взрывах сверхновых, чрезвычайно важна для детального выявления физических механизмов, обуславливающих взрывы сверхновых. Имеющиеся в этой области достижения изложены в п.5.3.

Согласно современным представлениям вспышки сверхновых в Галактике происходят с частотой

$$\nu_{SN} \approx 1/30 \text{ год}^{-1},$$

т.е. в среднем одна вспышка каждые 30 лет. Средняя мощность энерговыделения в межзвездную среду за счет вспышек сверхновых определяется выражением

$$P_{SN} = E_{SN}\nu_{SN}. \quad (4.28)$$

В Галактике она составляет $P_{SN} \approx 10^{42}$ эрг/с. В результате оказывается, что взрывы сверхновых обеспечивают главное энергопоступление в межзвездную среду и тем самым определяют ее состояние и динамику. Помимо этого взрывы сверхновых обогащают межзвездное вещество синтезированными в недрах звезд тяжелыми элементами.

4.9.2. Остатки сверхновых

Сброшенная при вспышке сверхновой расширяющаяся с большой скоростью оболочка как поршень сгребает окружающий межзвездный газ. Область среды, возмущенная движением оболочки, называется *ударной волной*. Граница, отделяющая невозмущенную среду от уже возмущенной, называется *фронтом ударной волны* или ударным переходом. Толщина ударного фронта $L \sim l$ определяется величиной свободного пробега частиц среды (газа) до рассеяния l . Она всегда на много порядков меньше характерных размеров ударной волны: $L \ll R_S$. Поэтому во многих случаях при

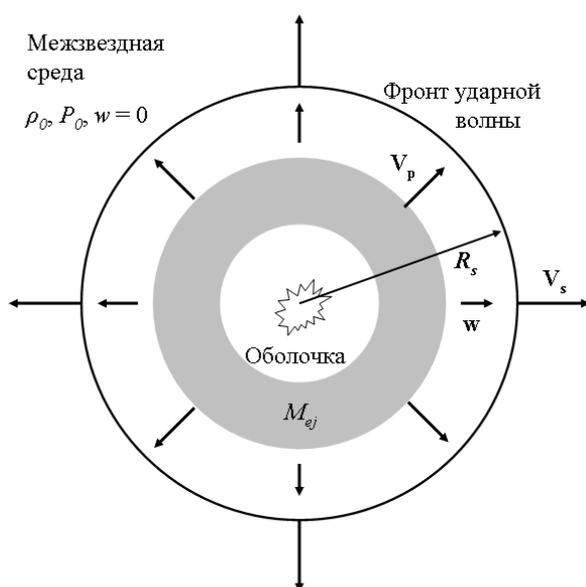


Рис. 4.8. Ударная волна от вспышки сверхновой, распространяющаяся в однородной межзвездной среде.

рассмотрении динамики ударной волны толщиной ударного фронта можно пренебречь,

трактуя его как разрыв. Случай сферически симметричного расширения оболочки в однородной среде схематически показан на рис. 4.8.

Физические параметры газа (плотность, температура, направленная скорость) подвергаются значительному изменению в результате прохождения газа через фронт ударной волны. Значения параметров газа в области за ударным фронтом могут быть легко найдены из законов сохранения. Для этого выделим на поверхности ударного фронта область с размерами много меньшими размера ударной волны, для которой применимо приближение плоской волны (т.е. кривизной ударного фронта пренебрегается). Движение среды в окрестности плоской ударной волны является одномерным, зависящим только от одной пространственной переменной $x = R_s - r$ (см. рис. 4.9). Обозначая переменной

$$u = V_s - w$$

скорость среды относительно ударного фронта, запишем условия сохранения потоков массы, импульса и энергии в виде:

$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1, \quad (4.29)$$

$$\rho_2 u_2^2 + P_2 = \rho_1 u_1^2 + P_1, \quad (4.30)$$

$$\frac{\rho_2 u_2^3}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_2 u_2 = \frac{\rho_1 u_1^3}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_1 u_1, \quad (4.31)$$

где $\rho = nm_p$ и P – плотность и давление газа, γ – показатель адиабаты, n – концентрация протонов (для простоты считаем плазму водородной), индекс 1 соответствует невозмущенной среде перед ударным фронтом, а индекс 2 – возмущенной среде за ударным фронтом. Применительно к случаю сферической ударной волны в однородной межзвездной среде (рис. 4.8) под ρ_1 , P_1 и w_1 следует понимать параметры невозмущенной межзвездной среды ρ_0 , P_0 и w_0 . Соотношения (4.29)–(4.31), которые называются соотношениями Ренкина–Гюгонио, сводятся к квадратному уравнению относительно величины

$$\sigma = \rho_2 / \rho_1,$$

которая называется степенью сжатия вещества на ударном фронте. Решение этого уравнения имеет вид

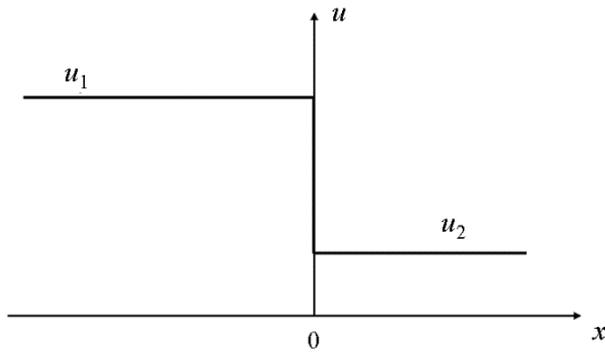


Рис. 4.9. Профиль скорости среды в плоской ударной волне, распространяющейся в отрицательном направлении оси x в системе отсчета ударного фронта, расположенного в точке $x = 0$.

$$\sigma = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \frac{1}{1 + 2/[(\gamma - 1)M_1^2]}, \quad (4.32)$$

где

$$M_1 = u_1 / c_{s1}$$

– число Маха, c_s – скорость звука. Давление среды в области за фронтом определяется выражением

$$P_2 = P_1 \left(\frac{2\gamma M_1^2}{\gamma + 1} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right). \quad (4.33)$$

Как видно из соотношений (4.32) и (4.33) среда в результате пересечения ею ударного фронта сжимается и разогревается. При этом давление среды за фронтом является неограниченной функцией числа Маха. В случае сильной ударной волны, число Маха которой $M_1 \gg 1$, давление на ударном фронте может возрасть на несколько порядков величины. Степень сжатия среды ограничена предельным значением

$$\sigma = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1},$$

которое достигается в случае сильной ударной волны с числом Маха $M_1 \gg 1$. Для среды, состоящей из одноатомного газа, либо – полностью ионизованной плазмы, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$, что дает для предельной степени сжатия значение $\sigma = 4$.

В случае, когда ударная волна распространяется в полностью ионизованной среде (плазме), состоящей из ионов (в основном – из протонов) и электронов, обе эти компоненты – ионная и электронная – в равной степени подвергаются сжатию на ударном фронте. Нагреву же на ударном фронте подвергаются в основном только ионы и в значительно меньшей степени – электроны. Поэтому ионная температура за ударным фронтом может быть найдена из соотношения

$$P_2 = n_2 k T_2,$$

которое дает значение температуры протонов за ударным фронтом

$$T_2 = \frac{P_2}{kn_2} = \frac{\sigma P_2}{kn_1}. \quad (4.34)$$

Если величина возмущения задана величиной давления газа в области за ударным фронтом P_2 , то скорость ударного фронта относительно неподвижной окружающей среды можно представить в виде

$$V_s = M_1 c_{s1} = c_{s1} \sqrt{\frac{(\gamma+1)P_2}{2\gamma P_1} + \frac{\gamma-1}{2\gamma}}. \quad (4.35)$$

Отсюда видно, что при $P_2/P_1 \gg 1$ скорость ударной волны $V_s \gg c_{s1}$ намного превышает скорость звука в невозмущенной среде c_{s1} .

В отличие от плоской ударной волны, где значения параметров среды за ударным фронтом постоянны в пространстве, в случае реальной расширяющейся ударной волны они являются функциями расстояния r , отсчитываемого от центра взорвавшейся звезды (см. рис. 4.10). Для того, чтобы определить в каждый момент времени $t > 0$, отсчитываемого от момента взрыва предсверхновой, значения параметров среды $\rho(r, t)$, $w(r, t)$, $P(r, t)$, а также закон расширения ударной волны $R_s(t)$ необходимо решить систему нестационарных газодинамических уравнений. Вместе с тем, начальные наиболее важные стадии расширения (эволюции) ударной волны можно приближенно описать, не прибегая к сложной процедуре решения уравнений.

Закон расширения ударной волны $R_s(t)$ представляет собой несколько сменяющихся друг друга стадий. Расширение ударной волны от вспышки сверхновой начинается со стадии свободного разлета. На этой стадии оболочка расширяется с постоянной скоростью

$$V_0 = \sqrt{\frac{2E_{SN}}{M_{ej}}}, \quad (4.36)$$

поскольку ее замедление за счет реакции сгребаемого межзвездного вещества мало до поры, пока масса замеченного ударной волной вещества мала по сравнению с массой оболочки.

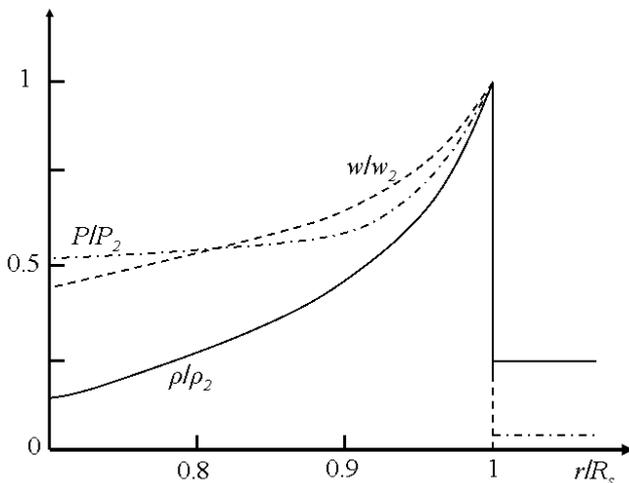


Рис. 4.10. Радиальная зависимость параметров газа вблизи фронта расширяющейся сферической ударной волны.

Скорость ударной волны $V_s = \frac{dR_s}{dt}$ на стадии свободного разлета также приблизительно постоянна. Ее значение может быть найдено из условия баланса вещества. Поскольку заметенное ударной волной вещество сосредоточено в области между оболочкой и ударной волной $R_p < r < R_s$ и имеет плотность $\rho_2 = 4\rho_1$, нетрудно установить, что на этой стадии радиус ударной волны и радиус оболочки связаны соотношением

$$R_s = R_p \left(1 - \frac{1}{\sigma}\right)^{-1/3} \approx R_p \left(1 + \frac{1}{3\sigma}\right).$$

Отсюда следует выражение для скорости ударной волны:

$$V_s \approx 1.1V_p,$$

где $V_p = \frac{dR_p}{dt}$ – скорость расширения сброшенной оболочки.

Замедление оболочки становится существенным, когда масса заметенного ударной волной вещества

$$M_{sw} = \frac{4\pi R_s^3}{3} \rho_0$$

становится сравнимой с массой оболочки. Поэтому считается, что стадия свободного разлета заканчивается, когда радиус ударной волны достигает значения

$$R_0 = \left(\frac{3M_{ej}}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3}. \quad (4.37)$$

Поскольку расширение происходит с постоянной скоростью, длительность стадии свободного разлета составляет приблизительно

$$t_0 = \frac{R_0}{V_0}. \quad (4.38)$$

На более поздних стадиях расширения ударной волны $t \gg t_0$ практически вся энергия оболочки преобразуется в энергию заметенной ударной волной среды. При этом доминирующей формой энергии является внутренняя тепловая энергия среды

$$E_T \approx \frac{4\pi R_s^3}{3} \cdot \frac{P_2}{\gamma - 1}, \quad (4.39)$$

которая распределена приблизительно равномерно по всему объему ударной волны. Поскольку, как это видно из соотношения (4.33),

$$P_2 \sim \rho_0 V_s^2,$$

требование сохранения полной энергии сводится к условию

$$R_s^3 V_s^2 = \text{const.}$$

Отсюда, принимая степенной закон расширения ударной волны $R_s \propto t^\nu$, получаем $\nu = 2/5$. Предполагая, что данный закон расширения начинается сразу после стадии свободного разлета, можно записать закон расширения ударной волны в виде

$$R_s(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/5}. \quad (4.40)$$

Поскольку этот закон расширения есть прямое следствие сохранения полной энергии системы, соответствующая стадия расширения носит название *адиабатической* или *стадии Седова* (по имени советского физика, который впервые получил соответствующее решение этой задачи). Адиабатическая стадия длится до тех пор, пока температура среды в области за ударным фронтом достаточно велика, вследствие чего радиационные потери энергии среды относительно малы. Потери энергии на излучение становятся существенными, когда температура становится ниже 10^6 К. Вследствие больших потерь энергии давление в среде падает, ударная волна фрагментирует на большое количество областей и фактически становится мало отличимой от окружающей межзвездной среды. Полное время расширения ударной волны составляет около 10^5 лет.

Как видно из написанных соотношений, расширяющаяся ударная волна, порожденная взрывом сверхновой, заметает окружающее межзвездное вещество (плазму), сжимает его и нагревает до больших температур. Образующееся при этом нагретое расширяющееся облако межзвездного газа носит название *остаток сверхновой*. Поскольку межзвездная среда представляет собой сильно разреженный газ (типичная концентрация атомов водорода в межзвездной среде составляет $n = 0.003 - 10^3 \text{ см}^{-3}$), остатки сверхновых наблюдаются в виде слабосветящихся газовых туманностей.

Масса сброшенной при взрыве сверхновой типа I оболочки составляет $M_{ej} = 1.4 M_\odot$ и $M_{ej} = (2-10) M_\odot$ в случае сверхновых типа II. Поэтому скорость расширения ударной волны на начальной стадии свободного разлета составляет $V_s = (4-10) \cdot 10^3$ км/с. Ударная волна со столь большой скоростью в соответствии с соотношениями (4.33) и (4.34) нагревает окружающую среду до очень большой температуры, которая в зависимости от плотности среды достигает значений $T_2 = 10^8 - 10^9$ К. Нагретый до столь высоких температур газ в области за ударным фронтом интенсивно излучает в рентгеновском диапазоне длин волн.

Остатки сверхновых излучают практически во всех диапазонах (от радио до гамма-диапазона включительно). При этом значительная часть излучения остатков сверхновых имеет нетепловую природу. Это обусловлено тем, что в остатках сверхновых происходит интенсивная генерация потоков высокоэнергичных заряженных частиц с нетепловым степенным энергетическим спектром за счет их ускорения на фронте ударной волны (см. п.7.6). Эту популяцию частиц, состоящих из ядер химических элементов и электронов, принято называть космическими лучами. Радиоизлучение синхротронной природы зарегистрировано для всех известных остатков сверхновых, расположенных как в Галактике, так и в других галактиках. Уровень чувствительности современных детекторов гамма-излучения позволяет измерять гамма-излучение только от ближайших к солнечной системе остатков, расположенных на расстояниях менее 5 кпк.

Энергия ускоренных в остатках сверхновых частиц космических лучей по современным представлениям достигает величины 10^{17} эВ. На поздних этапах эволюции остатков сверхновых произведенные в них космические лучи выходят в окружающую

межзвездную среду и заполняют объем всей Галактики. Поэтому наблюдаемые на Земле потоки космических лучей являются типичными для всей Галактики.

Задачи к главе 4:

1. Определить радиус нейтронной звезды, принимая значение плотности ее вещества $2 \cdot 10^{14}$ г/см³ и считая, что она образовалась в результате коллапса звезды с параметрами Солнца.
2. При тех же предположениях, что в предыдущей задаче, определить период вращения нейтронной звезды и величину напряженности магнитного поля у ее поверхности. Для магнитного поля у поверхности Солнца принять $B = 10$ Гс.
3. Определить количество одновременно существующих в Галактике остатков сверхновых, если среднее время их существования равно 10^5 лет, а сверхновые вспыхивают в Галактике один раз каждые 30 лет.
4. Оценить среднюю температуру вещества в остатке сверхновой, имеющего радиус 10 пк. Принять, что межзвездная среда состоит из протонов и электронов с концентрацией 1 см⁻³, а энергия, выделенная при взрыве сверхновой, равна 10^{51} эрг.
5. Светимость и температура фотосферы звезды равны 10^{34} эрг и 6000 К соответственно. Оценить радиус звезды.
6. Оценить минимальную массу звезды, исходя из того, что термоядерные реакции идут при температуре не менее 10^6 К. Среднюю плотность вещества звезды принять равной 1 г/см³.
7. Рассчитать начальную скорость разлета вещества – осколков звезды, взорвавшейся как сверхновая типа I.
8. Оценить величину энергии, которая выделится в недрах Солнца, если в результате последовательных циклов термоядерных реакций все имеющиеся ядра водорода превратятся в ядра железа.
9. В недрах Солнца отношение энергии излучения и тепловой энергии вещества равно $\beta = E_\gamma / E_T \approx 10^{-3}$. Используя теорему вириала и значение светимости Солнца, оценить время выхода фотонов из недр Солнца до его поверхности t_γ .
10. Период пульсара и его вековое увеличение равны $T = 0.01$ с и $dT/dt = 10^{-7}$ с/год. Исходя из того, что пульсаром является нейтронная звезда с массой $1 M_\odot$ и радиусом $R = 10$ км, оценить светимость пульсара.

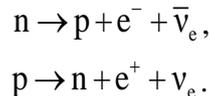
5. Нейтринное излучение

5.1. Основные свойства нейтрино

Прежде чем удалось надежно зарегистрировать нейтрино, эта частица долгое время была чисто гипотетической. Предыстория физики нейтрино началась с экспериментов Дж. Чедвика, обнаружившего в 1914 г., что электроны, испускаемые при β -распаде атомных ядер, в отличие от α -частиц и γ -квантов имеют непрерывный энергетический спектр. Это явление находилось в явном противоречии с квантовой теорией, требовавшей, чтобы при квантовых переходах между стационарными состояниями ядер выделялась дискретная

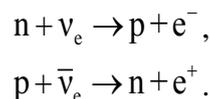
порция энергии. Поскольку при испускании α -частиц и γ -квантов это требование выполнялось, возникло предположение, что при β -распаде нарушается закон сохранения энергии.

В 1930 г. В. Паули высказал гипотезу о существовании новой электрически нейтральной слабо взаимодействующей с веществом частицы со спином $1/2$ и массой менее 0.01 массы электрона, которая испускается при β -распаде вместе с электроном. Распределение дискретной порции энергии (соответствующей переходу ядра из одного состояния в другое) между обеими частицами и приводит к нарушению монохроматичности β -электронов. Первым шагом на пути признания нейтрино был успех теории β -распада Э. Ферми (1934 г.). Согласно этой теории β -распад представляет собой взаимное превращение внутри атомного ядра нейтрона в протон по схеме:

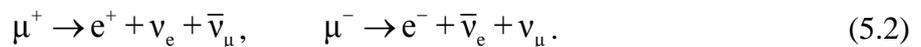
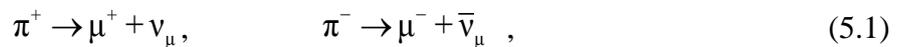


Заметим, что превращение нейтрона в протон (т.е. распад нейтрона) по указанной выше схеме происходит также в случае свободного нейтрона: нейтрон самопроизвольно распадается за время $\tau \approx 16$ мин. Протон же является стабильной частицей и его превращение в нейтрон возможно только в случае, когда он находится в атомном ядре. Сравнение теоретической формы спектра β -электронов с экспериментальной показало, что масса нейтрино много меньше массы электрона.

Прямым доказательством существования нейтрино считается наблюдение в 1953 г. Ф. Райнесом и К. Коуэном (США) обратного β -распада – реакций типа:



После открытия мюонов (μ) и π -мезонов было установлено, что распад этих частиц также сопровождается рождением нейтрино:



Позже было установлено, что нейтрино, рождающиеся в паре с электроном (ν_e), отлично от нейтрино, рождающегося в паре с мюоном (ν_{μ}).

В 1975 г. в Стэнфорде (США) было установлено существование лептонов третьего типа, τ^{+} и τ^{-} лептонов, которые рождаются в паре с нейтрино, соответствующего типа ν_{τ} .

Долгое время не удавалось получить сведений о величине масс покоя нейтрино. Сегодня можно считать установленным, что массы покоя нейтрино отличны от нуля. Что касается величин масс нейтрино, то существует пока установленное экспериментально ограничение сверху

$$\sum_i m_{\nu_i} < 1 \text{ эВ.}$$

Нейтрино принимает участие только в слабом взаимодействии. Поэтому его взаимодействие с веществом крайне мало. Средняя длина свободного пробега нейтрино в

веществе с плотностью ρ , состоящего из элементов с массовым номером A и числом нейтронов в ядре N составляет

$$l_\nu = \frac{1}{n\sigma} \approx 10^{19} \left(\frac{\rho}{1\text{г}\cdot\text{см}^{-3}} \right)^{-1} \frac{A}{N^2} \left(\frac{\varepsilon_\nu}{10\text{МэВ}} \right)^{-2} \text{см}, \quad (5.3)$$

где ε_ν – энергия нейтрино. Отсюда видно, что в веществе с характерной для Земли плотностью $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$ нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \sim 1 \text{ МэВ}$ проходит без взаимодействия расстояние, превышающее 1 пк. Это обуславливает сложность детектирования нейтрино: поскольку регистрация потока частиц той или иной природы возможна только при обеспечении достаточного количества взаимодействий частиц с веществом детектора, детекторы нейтрино содержат от десятков до тысяч тонн вещества мишени.

5.2. Солнечные нейтрино

При образовании в недрах Солнца одного атома гелия из четырех протонов нейтрино уносят энергию около 0.6 МэВ. Поскольку в термоядерных реакциях в Солнце при выделении 26.7 МэВ рождается два нейтрино, количество нейтрино N_ν , излучаемое Солнцем за секунду, определяется только светимостью Солнца:

$$N_\nu = 2 L_\odot / (26.7 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-12}) = 1.8 \cdot 10^{38} \text{ нейтрино/с.}$$

Здесь $L_\odot = 3.8 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$ – светимость Солнца. Плотность потока нейтрино на расстоянии r от центра Солнца составляет

$$F_\nu = \frac{N_\nu}{4\pi r^2}.$$

На орбите Земли ($r = 1 \text{ а.е.}$) она равна

$$F_\nu \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ нейтрино/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).}$$

Солнечные нейтрино имеют довольно широкий энергетический спектр, простирающийся вплоть до энергий 14 МэВ (рис. 5.1). При этом нужно иметь в виду, что нейтрино с энергиями $\varepsilon_\nu > 2 \text{ МэВ}$ – так называемые борные нейтрино, – рождающиеся в реакции



на орбите Земли имеют поток

$$F_\nu \approx 6 \cdot 10^6 \text{ нейтрино/(\text{см}^2 \cdot \text{с}),}$$

значительно более низкий по сравнению с pp -нейтрино, рождающимися в реакции (4.10)



которые по количеству составляют около 95% всех нейтрино, рождающихся на Солнце.

Кроме того, с вероятностью 0.004 в водородном цикле термоядерных реакций имеет место процесс



Образованные в этой реакции нейтрино (*per*-нейтрино) моноэнергичны, их энергия составляет $\varepsilon_{\nu} = 1.44$ МэВ.

Ядра ${}^4\text{He}$ с вероятностью $2.4 \cdot 10^{-7}$ образуются в процессе

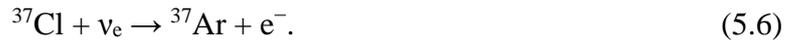


Образованные в этой реакции нейтрино (*her*-нейтрино) имеют очень высокую энергию, до 19.77 МэВ, однако поток их крайне мал (см. рис. 5.1).

С вероятностью 10% нейтрино образуются также в реакции (4.14). При этом с вероятностью 90% ядро ${}^7\text{Li}$ образуется в основном состоянии и испускается моноэнергичное нейтрино с энергией 862 кэВ. Образование ядра лития в возбужденном состоянии (с вероятностью 10%) сопровождается испусканием нейтрино с энергией 384 кэВ. Моноэнергетические спектры этих «бериллиевых» нейтрино также показаны на рис. 5.1.

Наблюдение солнечных нейтрино наземными нейтринными детекторами позволяют выполнить прямую проверку теории строения Солнца: наличие нейтринного излучения является прямым свидетельством протекания в недрах Солнца термоядерных реакций синтеза, а измерение величины потока нейтрино позволяет определить скорость энерговыделения.

Систематические эксперименты по поиску нейтринного излучения Солнца начались в 1968 г. в Брукхейвене под руководством Р. Дэвиса. *Радиохимический* (или *хлорный*) детектор, содержащий 610 т перхлорэтилена (C_2Cl_4), установлен под землей на глубине 1480 м для подавления фона космических лучей. Регистрация нейтрино основана на счете радиоактивных атомов ${}^{37}\text{Ar}$, образующихся в реакции



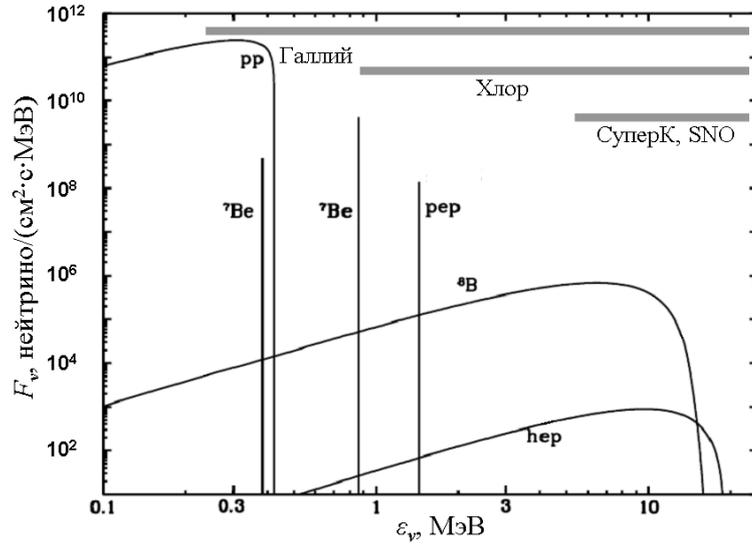


Рис. 5.1. Ожидаемая плотность потока солнечных нейтрино на Земле как функция их энергии. Главный вклад дают pp-нейтрино, однако при энергиях выше 0.4 МэВ доминируют борные нейтрино и hep-нейтрино. Показаны также области энергии, доступные для некоторых нейтринных детекторов: Галлий – галлиевые эксперименты GALLEX (подземная лаборатория Гран-Сассо в Италии) и SAGE (Баксанская нейтринная обсерватория на Кавказе); Хлор – хлорный эксперимент Дэвиса (Хоумстейк, США); СуперК – водный детектор Суперкамиоканде (Япония); SNO – водный детектор на тяжелой воде (нейтринная обсерватория Садбери, Канада).

Энергетический порог этой реакции равен $\epsilon_{th} = 0.814$ МэВ, поэтому детектор Дэвиса чувствителен только к борным нейтрино.

Теоретически рассчитанная скорость образования ^{37}Ar равна 0.9 атомов в день, в то время как измеренная величина составила 0.33 атом в день, что примерно в три раза ниже ожидаемого значения.

Начиная с 1990-х годов солнечные нейтрино регистрируются с помощью ряда других детекторов, более чувствительных и совершенных по сравнению с детектором Дэвиса. Одним из таких детекторов является эксперимент *Суперкамиоканде* (Япония). В этом детекторе в качестве рабочего вещества используется вода массой около 23 килотонн (рис. 5.2). Объем воды окружен 11 000 фотоумножителей (ФЭУ), предназначенных для регистрации

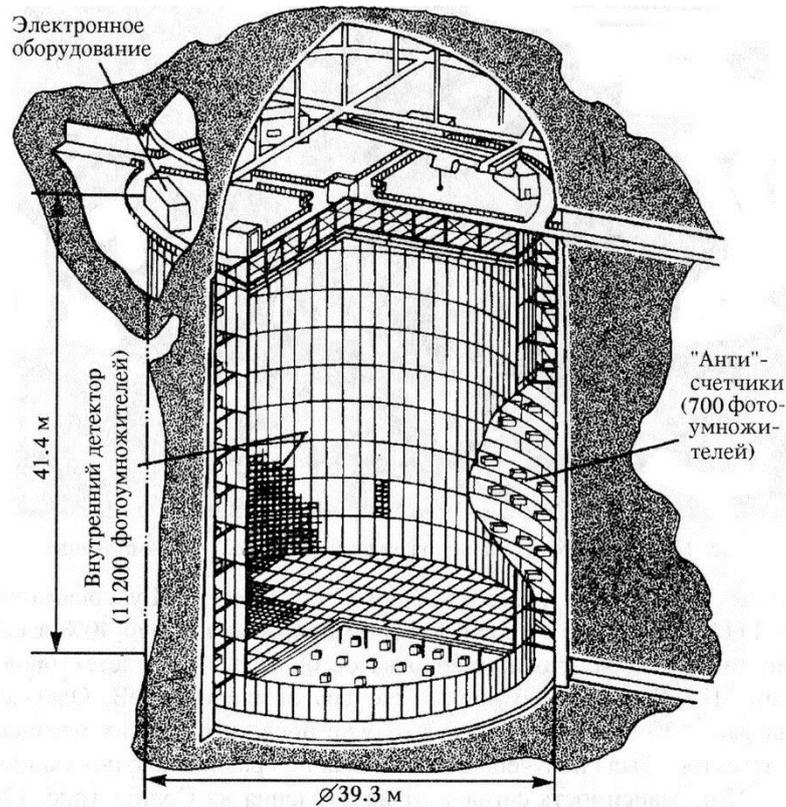
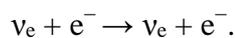


Рис. 5.2. Схема нейтринного детектора Суперкамиоканде. Масса детектора составляет 50 кт. В детектор используется 11 000 ФЭУ. Ожидаемый сигнал от Солнца равен 20-30 событий в сутки.

черенковского излучения релятивистских электронов, образующихся в результате рассеяния нейтрино на атомном электроном:



Если нейтрино передает атомному электрону значительную часть своей энергии, электрон покидает атом и движется свободно со скоростью, близкой к скорости света. Если скорость электрона превышает значение $v = c/n$, где $n = 1.33$ – показатель преломления воды, он интенсивно излучает черенковский свет. Поскольку выбитый из атома электрон движется в направлении, близком к первоначальному направлению движения нейтрино, регистрация черенковского излучения выбитого электрона позволяет не только зафиксировать попадание нейтрино в детектор, но и определить направление прихода нейтрино. Это обстоятельство весьма важно для надежной идентификации объекта – источника нейтрино.

Преимуществом детектора Суперкамиоканде в сравнении с детектором Дэвиса является также то, что он работает в режиме реального времени: информация о регистрации нейтрино становится доступной незамедлительно после акта взаимодействия нейтрино с веществом детектора. Это является абсолютно необходимым свойством детектора, если ставится задача регистрации кратковременных вспышек нейтринного излучения, например, от взрывов сверхновых. Помимо этого детектор Суперкамиоканде с хорошей точностью определяет направление прихода нейтрино, что позволяет наиболее надежно определить источник зарегистрированных нейтрино.

Пороговая энергия детектора Суперкамиоканде составляет $\varepsilon_{th} = 7.5$ МэВ. Поэтому он, как и хлорный детектор Дэвиса, чувствителен только к потоку борных нейтрино.

Для детектирования $\bar{\nu}_e$ -нейтрино, подходит галлий. В настоящее время ведутся два галлиевых эксперимента, которые способны регистрировать $\bar{\nu}_e$ -нейтрино: GALLEX и SAGE. В этих экспериментах галлий используется в качестве мишени, а процесс детектирования нейтрино основан на реакции



пороговая энергия которой составляет 233 кэВ.

Российско-американская коллаборация SAGE использует 57 тонн галлия в металлической форме в качестве детектора, который работает в Баксанской подземной лаборатории (Россия). Европейская коллаборация GALLEX использует 30 тонн галлия в форме 110-тонного раствора GaCl_3 . Этот эксперимент проводится в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии.

Результаты измерений потока солнечных нейтрино детектором Суперкамиоканде и детекторами всех других экспериментов постоянно показывают дефицит наблюдаемого потока нейтрино: измеренный поток нейтрино во всех экспериментах оказался значительно меньше ожидаемого. Причина расхождения теории с экспериментом состоит в существовании нейтринных осцилляций, суть которых состоит в способности нейтрино переходить из одного типа в другой. Поскольку существуют три вида нейтрино (ν_e , ν_μ , ν_τ), испущенные Солнцем электронные нейтрино ν_e на некотором расстоянии от источника с разной вероятностью пребывают во всех трех состояниях, включая не взаимодействующие с детектором состояния ν_μ и ν_τ . Превращение нейтрино одного типа в другой происходит на расстояниях от места их образования, сравнимых или превышающих длину осцилляций

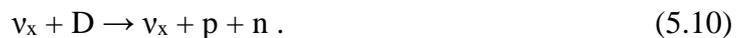
$$l_{12} = \frac{2h\varepsilon_\nu}{c^3(m_1^2 - m_2^2)}, \quad (5.8)$$

где m_1 и m_2 – массы двух любых типов нейтрино. Для борных нейтрино с энергией около 10 МэВ достаточно разности квадратов масс $m_1^2 - m_2^2 \sim 10^{-10}$ эВ², чтобы длина осцилляций l_{12} стала меньше расстояния от Земли до Солнца.

Самые серьезные указания на реальность осцилляций нейтрино были получены в 2001 г. на нейтринной обсерватории SNO (Садбюри, Канада). Установка SNO представляет собой сосуд, содержащий 1000 тонн сверхчистой тяжелой воды D_2O с небольшим добавлением соли NaCl , расположенный глубоко под землей. Объем воды просматривается 9456-ю ФЭУ, которые регистрируют черенковское излучение быстрых электронов, возникающих при взаимодействии энергичных нейтрино с атомами дейтерия по нескольким каналам (рис. 5.3). В первом из них участвуют только электронные нейтрино



В реакции второго типа участвуют нейтрино всех сортов



Здесь индекс x относится к электронным (e), мюонным (μ) или тау (τ) нейтрино. Во втором случае нейтрон захватывается ядром ${}^{35}\text{Cl}$, входящим в молекулу NaCl , после чего возбужденное состояние ядра ${}^{35}\text{Cl}$ распадается с испусканием фотона, который и детектируется ФЭУ. Измерения показали, что реакций (5.10) наблюдается столько, сколько предсказывается теорией, в то время как реакций (5.9) регистрируется в три раза

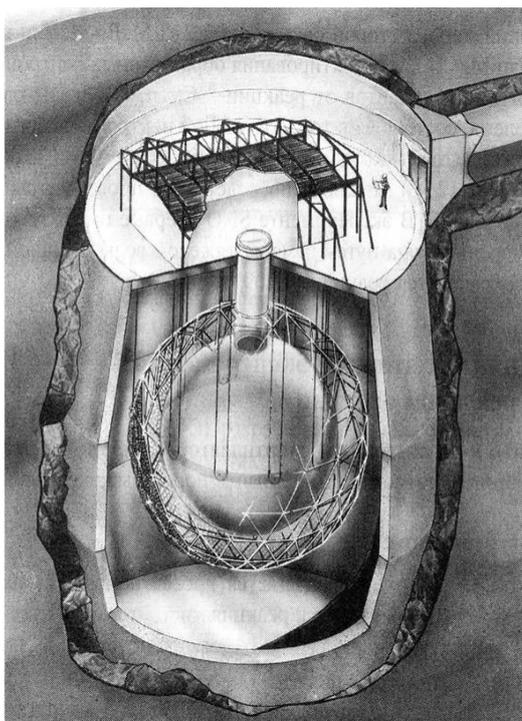


Рис. 5.3 Нейтринная обсерватория SNO на глубине 2070 м в шахте Крайгтон (около Садбери, Канада). Прозрачный сферический резервуар, содержащий 1000 т тяжелой воды (D_2O), окружен 9456 фотоумножителями.

меньше, чем предсказывается. Это является прямым указанием на то, что около $2/3$ электронных нейтрино по пути от центра Солнца к Земле превращаются в нейтрино другого типа.

Таким образом, выполненные до настоящего времени эксперименты надежно установили существование нейтринного излучения Солнца, что является прямым подтверждением протекания термоядерных реакций в недрах Солнца. Другой важный результат этих экспериментов состоит в получении серьезных указаний существования нейтринных осцилляций, обусловленных наличием масс у нейтрино. С учетом явления нейтринных осцилляций измеренный поток солнечных нейтрино является доказательством того, что светимость Солнца обеспечивается термоядерными реакциями водородного цикла.

5.3. Нейтрино от вспышек сверхновых

Как отмечалось в главе 4, при вспышке сверхновой типа II ожидается испускание потока нейтрино с общим энергосодержанием около $E_\nu \approx 5 \cdot 10^{53}$ эрг. Как показывают расчеты, средняя энергия этих нейтрино составляет $\epsilon_\nu \approx 10$ МэВ, а их энергетический спектр близок к тепловому. Весь нейтринный импульс длится $\Delta t \approx 10$ с. В нейтринном излучении присутствуют в равных количествах все типы нейтрино и антинейтрино. Если вспыхнувшая сверхновая находится на расстоянии d от Земли, то ожидаемый на Земле поток нейтрино равен

$$F_\nu = \frac{E_\nu}{4\pi d^2 \Delta t \epsilon_\nu}.$$

Для расстояния $d = 10$ кпк величина потока составляет

$$F_\nu \sim 10^{11} \frac{\text{нейтрино}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Отсюда следует, что детекторы, существующие с середины 1980-х годов способны зарегистрировать нейтрино от вспышки сверхновой, если она произойдет в Галактике или даже в соседних галактиках.

За весь период наблюдений надежно зарегистрировано только одно такое событие. Нейтринное излучение, порожденное вспышкой сверхновой SN 1987A, было зарегистрировано детектором Камиоканде (несколько меньший по размерам предшественник детектора Суперкамоканде) 23 февраля 1987 г. Сверхновая SN 1987A вспыхнула на расстоянии $d \approx 50$ кпк в Большом Магеллановом облаке, которое представляет собой галактику, аналогичную Млечному Пути.

Анализ отклика детектора Камиоканде показал, что полная энергия, выделившаяся в виде нейтрино при взрыве SN 1987A равна

$$E_\nu = 3 \cdot 10^{53} \text{ эрг.}$$

Зарегистрированные от SN 1987A нейтрино в значительной степени подтверждают общие свойства моделей сверхновых. Статистика, однако, недостаточна для детальных выводов о механизме вспышек сверхновых, поскольку до сих пор это единственное зарегистрированное от сверхновых нейтринное событие. Следует ожидать, что в ближайшее время будут зарегистрированы другие аналогичные события, что позволит существенно детализировать физическую картину процессов, приводящих к взрывам сверхновых.

5.4. Нейтрино высоких энергий

Нейтринное излучение высокой энергии (энергия нейтрино $\varepsilon_\nu > 100$ МэВ) генерируется при столкновении частиц космических лучей с атомными ядрами или фотонами. Так нейтрино высоких энергий рождаются в земной атмосфере, где высокоэнергичные протоны космических лучей, сталкиваясь с атомными ядрами, рожают заряженные пионы, распады которых по схеме (5.1) и (5.2) служат источником нейтрино, которые называют *атмосферные нейтрино*. Их энергетический спектр, показанный на рис. 5.5, является отражением спектра космических лучей.

Поток космических лучей вблизи Земли почти изотропен, поэтому угловое распределение рождающихся в реакциях (5.1) и (5.2) нейтрино также должно быть изотропным. Это и наблюдается для электронных нейтрино (и антинейтрино), как показали измерения, выполненные на детекторе Суперкамиоканде. В то же время измеренный поток мюонных нейтрино оказался анизотропным: поток нейтрино, падающих на детектор сверху, заметно превышает поток нейтрино, поступающих в детектор снизу, т.е. со стороны центра Земли. Последние образуются в атмосфере на противоположной по отношению к детектору стороне Земли.

Дефицит мюонных нейтрино, идущих из под поверхности Земли, получил исчерпывающее объяснение проявлением нейтринных осцилляций. Мюонные нейтрино, приходящие в детектор сверху, пролетают всего несколько километров от места их образования в атмосфере и не успевают испытать превращение в нейтрино других типов, поскольку соответствующая длина осцилляций существенно превышает это расстояние. В то же время, нейтрино, образованные на противоположной стороне Земли и приходящие в детектор снизу, проходят на три порядка большее расстояние и успевают превратиться в нейтрино других типов. Поскольку зависимость потока электронных нейтрино от зенитного угла отсутствует, вероятность превращения $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ мала и атмосферные нейтрино ν_μ

превращаются только в нейтрино ν_τ . В результате, за счет превращений $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ поток мюонных нейтрино, идущих снизу, меньше, чем идущих сверху.

Нейтринное излучение сверхвысокой энергии генерируется в космическом пространстве в результате столкновений высокоэнергичных частиц космических лучей с атомными ядрами окружающей среды (*pp*-нейтрино) либо с фоновыми низкоэнергетическими фотонами (*р γ* -нейтрино). При этом нейтрино возникает в результате распада заряженных пионов по схеме (5.1) и (5.2), рождающихся в *pp* или *р γ* -столкновениях. Энергетический спектр нейтрино, ожидаемый от активных галактических ядер, а также спектр космических нейтрино, рождающихся в межгалактическом пространстве в результате взаимодействия космических лучей сверхвысоких энергий с фотонами реликтового излучения (*космические нейтрино*), показаны на рис. 5.4.

Нейтрино, рожденные в удаленных объектах, на своем пути к Земле слабо взаимодействуют со средой, поэтому направление их распространения прямо указывает на их источник. По этой причине поиск нейтрино высоких энергий столь привлекателен.

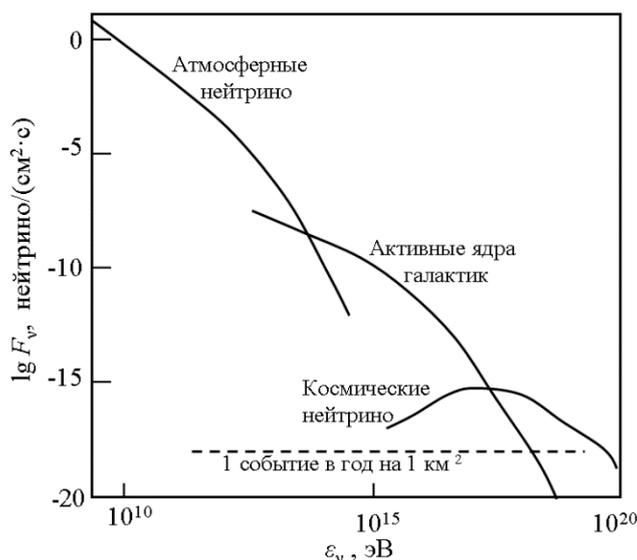


Рис. 5.4. Плотность потока нейтрино высоких энергий на Земле как функция их энергии. Пунктирной линией показан предел детектирования одного события в год на площади 1 км².

Для детектирования нейтрино высоких энергий используются природные источники воды (озера, океаны, лед), в которые помещаются детекторы черенковского излучения. Принцип работы этих установок подобен детектору Суперкамиоканде, с той лишь разницей, что они нацелены на регистрацию нейтрино значительно более высоких энергий, в силу чего они должны иметь большие размеры, поскольку ожидаемый поток нейтрино падает с увеличением их энергии (см. рис. 5.4).

В настоящее время функционируют эксперимент NT-200 на озере Байкал (рис. 5.5). Детекторы размещаются на нескольких вертикальных стержнях, которые в зимнее время опускаются на глубину около 1 км. Высокая прозрачность воды Байкала позволяет регистрировать черенковский свет, возникший на большом удалении от детекторов.

Эксперимент AMANDA устроен аналогичным образом, с тем отличием, что детекторы черенковского света размещены в антарктическом льду на глубине от 1 до 3 км.

Несмотря на значительные усилия по созданию детекторов нейтрино высоких энергий, существующим детекторам доступно пока исследование только атмосферных нейтрино (см. рис. 5.4). Наиболее значимым результатом этих исследований является установление серьезных указаний о существовании нейтринных осцилляций.

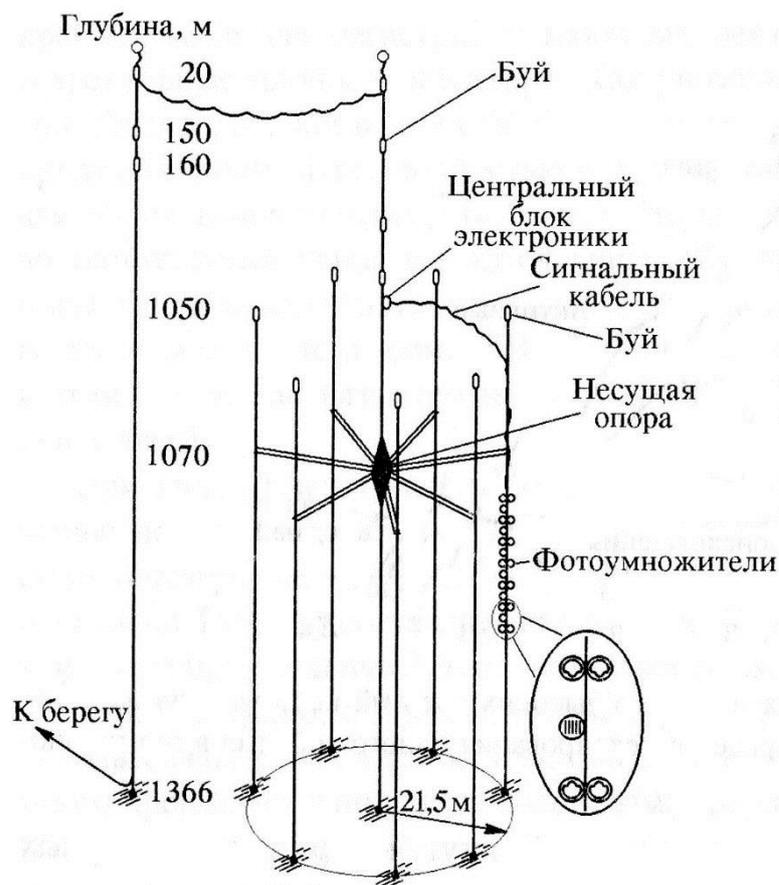


Рис. 5.5. Конструкция эксперимента NT-200 на озере Байкал. Семь стержней (каждый длиной 70 м) размещены в форме семиугольника вокруг центрального стержня. К каждому стержню присоединено по несколько пар фотоумножителей. Эксперимент проводится под водой на глубине 1.1 км.

Детекторы нейтрино сверхвысоких энергий постоянно совершенствуются, что приводит к повышению их чувствительности. Это позволит в обозримом будущем обеспечить регистрацию нейтрино с энергиями $\varepsilon_\nu > 10^{15}$ эВ, что фактически станет началом эры нейтринной астрономии. Нейтрино столь высоких энергий предположительно производятся во внегалактических объектах – источниках космических лучей сверхвысоких энергий (наиболее вероятными кандидатами на роль таких источников являются активные галактические ядра). Поэтому регистрация таких нейтрино позволит производить идентификацию индивидуальных источников космических лучей. Это, в свою очередь, позволит разрешить проблему происхождения космических лучей и продвинуться в понимании физических процессов, происходящих в наиболее мощных объектах во Вселенной.

Задачи к главе 5:

1. Поток нейтрино с энергией 10 МэВ пересекают Землю вдоль ее диаметра. Определить сколько штук нейтрино из каждого 1 млрд. шт. поглотится (рассеется) в веществе Земли. Принять, что вещество Земли состоит из элементов с массовым числом $A = 30$.
2. Изотоп ^{37}Cl составляет четвертую часть атомов хлора в детекторе Дэвиса. Определить ожидаемое число ядер ^{37}Ar , образующихся в детекторе за сутки. Сечение реакции (5.6) нейтрино с ядрами ^{37}Cl принять равным $\sigma = 10^{-42}$ см².

3. Оценить долю числа нейтрино, которая поглощается солнечным веществом, при распространении нейтрино из центра Солнца наружу. Энергию нейтрино принять равной $\varepsilon_\nu = 1$ МэВ.
4. Определить энергии мюона и нейтрино, образующихся при распаде покоящегося пиона. Массу нейтрино считать пренебрежимо малой по сравнению с массами пиона $m_\pi = 139.6$ МэВ и мюона $m_\mu = 105.7$ МэВ.
5. Определить максимальную энергию нейтрино, образующегося при распаде нейтрона. Массу нейтрино считать пренебрежимо малой по сравнению с массами протона $m_p = 938.3$ МэВ, нейтрона $m_n = 939.6$ МэВ и электрона $m_e = 0.511$ МэВ.
6. Оценить минимальную энергию нейтрино, которые можно детектировать с помощью водных детекторов (типа Камиоканде).
7. Определить количество солнечных нейтрино, которые регистрирует детектор Суперкамиоканде за 1 день наблюдений. Сечение рассеяния нейтрино на электроны принять равным $\sigma = 10^{-43}$ см².
8. Предполагая, что массы нейтрино ν_μ и ν_τ сильно различаются, определить нижний предел значения массы наиболее массивного из этих двух нейтрино, основываясь на факте существования дефицита мюонных атмосферных нейтрино с энергией 1 ГэВ.
9. Оценить минимальную массу воды в водном детекторе нейтрино, которая обеспечивает регистрацию за год не менее 10-ти нейтрино с энергией $\varepsilon = 10^{15}$ эВ, ожидаемых от активных галактических ядер. Сечение взаимодействия нейтрино с электроном принять равным $\sigma = 10^{-43} \left(\frac{\varepsilon}{10 \text{ МэВ}} \right)$ см².
10. Оценить количество нейтрино от вспышки сверхновой SN 1987A, которое мог зарегистрировать водный детектор Камиоканде, содержащий в рабочем объеме 700 т воды.

6. Солнце и гелиосфера

6.1. Общие сведения о Солнце

Солнце – типичная звезда, свойства которой изучены лучше, чем других звезд, благодаря ее близости к Земле.

Видимый радиус Солнца на среднем расстоянии от земли 1 а.е. составляет $960''$, что соответствует линейному радиусу

$$R_\odot = 696\,000 \text{ км.}$$

При массе Солнца

$$M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$$

средняя плотность вещества составляет

$$\rho_\odot = 1.41 \text{ г/см}^3.$$

Ускорение силы тяжести на поверхности Солнца равно

$$g_{\odot} = G \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^2} = 274 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}.$$

Наблюдение за отдельными деталями на солнечном диске говорят о движении солнечного вещества вокруг одного из его диаметров, называемого осью вращения Солнца. Вращение Солнца обладает важной особенностью: его угловая скорость убывает по мере удаления от экватора и приближения к полюсам. Период вращения для экваториальной области составляет $T = 25$ суток, а вблизи полюсов – $T = 30$ суток. Угловая скорость вращения Солнца $\omega = 2\pi/T$ может быть представлена в виде

$$\omega_{\odot} = (14.52^{\circ} - 2.6^{\circ} \sin^2 \theta) \text{ сут}^{-1} = (2.93 - 0.53 \sin^2 \theta) \text{ рад/с},$$

где θ – гелиоширота.

Поток излучения Солнца принято характеризовать так называемой *солнечной постоянной*, под которой понимают полное количество лучистой энергии, приходящей за единицу времени через перпендикулярную к лучам площадку в 1 см^2 , расположенную на среднем расстоянии Земли от Солнца. Измеренное значение солнечной постоянной равно

$$Q = 1.95 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин}) = 1.36 \cdot 10^6 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Умножая эту величину на площадь сферы радиуса 1 а.е., получим полное количество

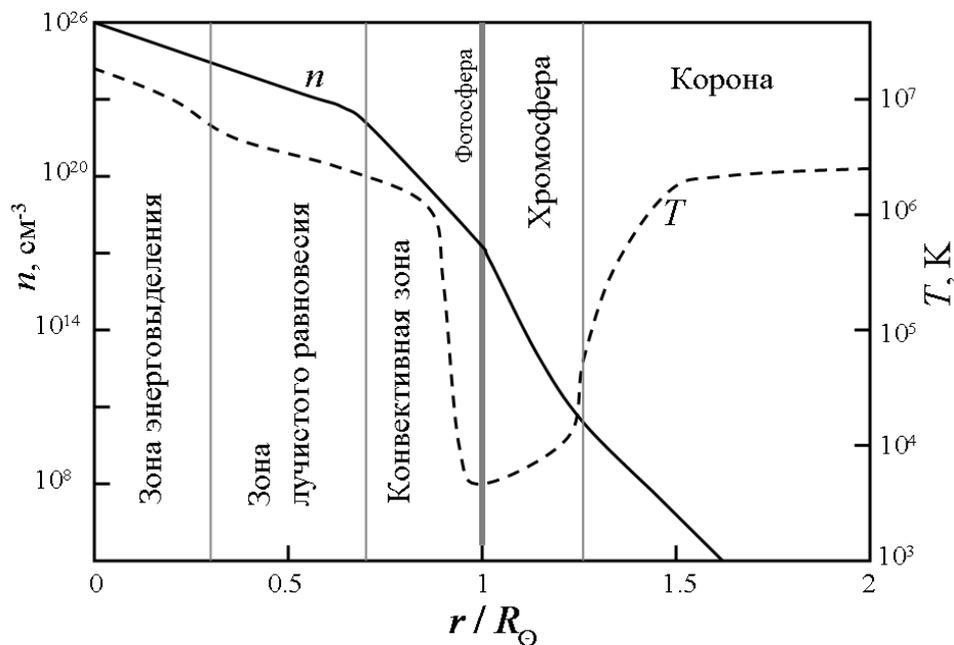


Рис. 6.1 Радиальное распределение температуры T и концентрации частиц $n = \rho/m_p$ вещества Солнца. Показана внутренняя структура и структура атмосферы Солнца.

энергии, излучаемой Солнцем в единицу времени, т.е. его светимость

$$L_{\odot} = 3.8 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}.$$

Измерения показывают, что светимость Солнца отличается постоянством: изменения светимости заведомо меньше 1%.

У поверхности Земли поток солнечного излучения примерно в 1.5 раза меньше, чем на границе атмосферы из-за поглощения и рассеяния излучения в земной атмосфере.

В соответствии с выражением (3.9) эффективная температура Солнца равна

$$T_{\odot eff} = 5770 \text{ К.}$$

Внутреннее строение Солнца включает три основные зоны, которые различаются по своим физическим параметрам и протекающим в них процессам. Самая внутренняя область, отвечающая расстояниям от центра $r < 0.3R_{\odot}$, - это зона *энерговыведения*, в которой протекают термоядерные реакции водородного цикла. Она характеризуется плотностью вещества $\rho = \rho_p = 160 \text{ г/см}^3$ и температурой $T = 1.6 \cdot 10^7 \text{ К}$ (рис. 6.1).

Зона *лучистого равновесия* занимает область $0.3R_{\odot} < r < 0.7R_{\odot}$. В этой области выделение энергии за счет ядерных реакций несущественно по причине недостаточно высокой плотности и температуры. В ней происходит процесс переноса энергии путем поглощения излучения и последующего переизлучения. Выше этой области, в конвективной зоне ($0.7R_{\odot} < r < 1R_{\odot}$) перенос энергии происходит благодаря конвективным движениям вещества. Наконец, самые внешние слои Солнца, излучение которых можно наблюдать, называются *солнечной атмосферой*.

6.2. Атмосфера Солнца

Свойства излучения звезд дает непосредственную информацию об их атмосферах. Атмосферой звезды называют области, начинающиеся с *фотосферы*, которая определяет видимый радиус звезды, то есть области с оптической толщиной $\tau > 1$. Температура, плотность, скорость газа и химический состав атмосфер оцениваются по спектру.

Эффективная шкала высот (т.е. *высота однородной атмосферы*)

$$H = \frac{kT}{mg_{\odot}} = \frac{kTR_{\odot}^2}{mGM_{\odot}} \quad (6.1)$$

определяется локальной температурой T . Здесь m – среднее значение массы составляющих вещество частиц.

Самый тонкий слой – *фотосфера*, а наиболее протяженный – *корона* (рис. 6.1).

Фотосферой называется часть солнечной атмосферы, в которой образуется видимое излучение, имеющее непрерывный спектр. Она излучает практически всю испускаемую Солнцем энергию. Фотосфера видна при непосредственном наблюдении Солнца в белом свете в виде кажущейся его поверхности.

Спектр излучения Солнца (рис. 6.2), испускаемый из фотосферы, отличается от спектра абсолютно черного тела. В области длин волн $\lambda > 4000 \text{ \AA}$ спектр Солнца близок к спектру черного тела с температурой $T \approx 6500 \text{ К}$. Однако в области меньших длин волн интенсивность излучения Солнца значительно ниже, чем излучение абсолютно черного тела при температуре $T \approx 6500 \text{ К}$. Интенсивность солнечного излучения в этой коротковолновой области спектра значительно возрастает во время солнечных вспышек.

Верхние слои фотосферы являются областью с минимальной температурой $T \approx 4500 \text{ К}$. Вследствие относительно низкой температуры водород в фотосфере ионизован слабо.

Это единственная область Солнца, где преобладает нейтральный водород. Используя в качестве средней массы частиц фотосферы массу атома водорода $m = m_p$, получаем высоту однородной фотосферы

$$H \approx 180 \text{ км.}$$

Общая толщина фотосферного слоя составляет около 500 км.

В более высоких слоях солнечной атмосферы температура вновь начинает возрастать до нескольких тысяч градусов, что ведет к ионизации водорода и гелия. Эта часть солнечной атмосферы, располагающейся непосредственно над фотосферой, называется *хромосферой*. Причиной разогрева хромосферы является энергия, переносимая из более низких областей Солнца магнитогидродинамическими волнами. Поглощение (затухание) волн в среде приводит к ее разогреву.

Вследствие более высокой температуры хромосферы, характерная шкала высот здесь примерно на порядок больше, чем в фотосфере, а полная толща хромосферы составляет величину около 10^4 км.

Интегральная яркость хромосферы в сотни раз ниже, чем яркость фотосферы.

Наконец, внешний слой атмосферы – *корона*, в ней температура растет до очень высоких значений $T \approx 10^6$ К. Яркость короны в миллионы раз ниже яркости фотосферы.

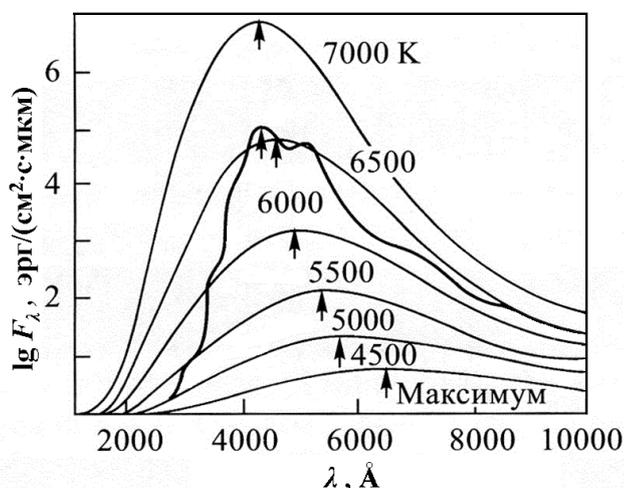


Рис. 6.2 Спектр излучения (плотность потока энергии как функция длины волны) Солнца. Показаны спектры излучения абсолютно черного тела для разных температур. Стрелками показаны положения максимумов этих спектров.

Поэтому корону можно наблюдать в момент полного солнечного затмения. Когда она видна в виде серебристого сияния, простирающегося до расстояний в несколько солнечных радиусов. Свечение короны – это рассеянное на свободных электронах излучение фотосферы. По его интенсивности можно заключить, что в основании короны концентрация электронов составляет $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ и быстро падает с увеличением расстояния. Вследствие сильной разреженности короны даже относительно слабые магнитные поля, проникающие в корону, оказывают существенное влияние на ее динамику и строение. Корональные магнитные поля меняются медленно, поэтому структура короны относительно устойчива, значительные ее изменения происходят за время порядка года.

На расстояниях $r > 2R_\odot$ в короне формируются потоки радиально истекающего вещества – *солнечный ветер*.

6.3. Солнечный ветер

Условие равновесия вещества в короне описывается уравнением (4.5), в котором сила гравитационного притяжения определяется массой Солнца и уравновешивается градиентом давления среды:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M_{\odot} \rho}{r^2}. \quad (6.2)$$

Принимая для простоты, что корона состоит из водорода, который является полностью ионизованным, давление можно выразить через концентрацию водорода n и температуру T :

$$P = 2nkT$$

Интегрируя уравнение (6.2) по радиальной переменной от основания короны $r_0 \approx R_{\odot}$ до произвольного расстояния r , получим

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{GmM_{\odot}}{2k} \int_{r_0}^r \frac{dr}{r^2 T}\right). \quad (6.3)$$

Отсюда видно, что протяженность короны зависит от радиального распределения ее температуры. Для простоты его можно принять в виде

$$T = T_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\alpha}. \quad (6.4)$$

Из выражения (6.3) следует, что при $\alpha > 1$ давление в короне стремится к нулю на больших расстояниях:

$$P \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty,$$

что является физически обоснованным условием. Иначе говоря, статически равновесная корона может существовать только при условии $\alpha > 1$. Противоположный случай $\alpha < 1$ реализуется, если существует поток энергии, разогревающий корону вплоть до больших расстояний. В этом случае статическое равновесие короны невозможно, она может существовать только в динамически равновесном состоянии, которое допускает возможность радиального движения вещества с некоторой скоростью w .

Стационарное расширение коронального газа описывается уравнением движения

$$\rho w \frac{dw}{dr} = -\frac{dP}{dr} - G \frac{M_{\odot} \rho}{r^2} \quad (6.5)$$

и условием сохранения потока газа

$$r^2 \rho w = r_0^2 \rho_0 w_0. \quad (6.6)$$

Индекс 0 означает, что величина соответствует точке $r = r_0$.

Эти уравнения необходимо дополнить уравнением состояния газа, связывающим величины давления P и плотности ρ . Источники энергии, разогревающие газ, должны быть также включены в это уравнение. Однако правильное определение всех существенных для солнечной короны источников энергии является сложной и до конца не решенной проблемой. Наиболее вероятным кандидатом на роль основного источника энергии являются *магнитогидродинамические волны*, поступающие из фотосферы в корону. В короне эти волны подвержены затуханию, что предположительно и обеспечивает необходимый нагрев короны.

Упрощенное описание основано на предположении об *изотермичности* короны. Поскольку расширение вещества короны в отсутствие источников нагрева сопровождается его охлаждением, изотермичность короны неявно подразумевает существование источников энергии, разогревающих ее вещество. В этом случае $P \propto \rho$ и уравнения (6.5–6.6) имеют своим решением радиальный профиль скорости газа $w(r)$, который удовлетворяет уравнению

$$\frac{w^2}{c_s^2} - \ln \frac{w^2}{c_s^2} = -3 + 4 \ln \frac{r}{r_c} + 4 \frac{r}{r_c},$$

где $c_s = \sqrt{\gamma P / \rho}$ – скорость звука (звуковых волн) в среде,

$$r_c = \frac{GM_{\odot}}{2c_{s0}^2}.$$

Расстояние $r = r_c$ называется критическим: в этой точке скорость расширения корональной плазмы сравнивается со скоростью звука c_s . На больших расстояниях $r > r_c$ движение вещества становится сверхзвуковым ($w > c_s$).

На рис. 6.3 показано изменение скорости коронального газа в зависимости от гелиоцентрического расстояния при разных значениях температуры короны T . Из рисунка видно, что в области расстояний $r < 10R_{\odot}$ скорость расширения изотермической короны быстро нарастает до значений $w = 250-1100$ км/с при значениях температуры $T = (0.5-4) \cdot 10^6$ К.

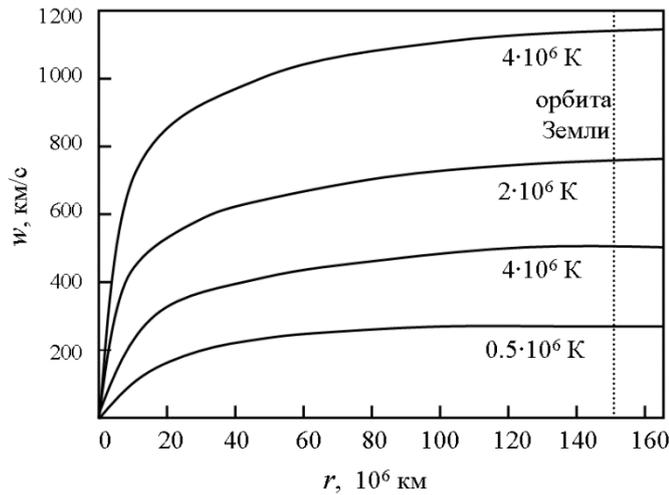


Рис. 6.3. Скорость расширения изотермической короны как функция гелиоцентрического расстояния для четырех значений температуры вещества короны.

При больших расстояниях $r > 10R_{\odot}$ рост скорости газа продолжается, но уже значительно более медленно (логарифмически). Следует принять во внимание, что на больших расстояниях предположение об изотермичности коронального вещества заведомо не выполняется: температура газа снижается с увеличением расстояния r . Поэтому в реальности следует ожидать, что в области расстояний $r > 10R_{\odot}$ скорость расширения коронального вещества остается практически постоянной.

Непрерывный поток солнечной плазмы как результат газодинамического расширения солнечной короны получил название *солнечный ветер*. Существование солнечного ветра было предсказано теоретически Ю. Паркером (США) в 1957 г. Впервые поток плазмы солнечного происхождения был зарегистрирован у орбиты Земли в 1959 г. детекторами, установленными на космическом аппарате «Луна-2» (К.И. Грингауз, СССР). Многочисленные измерения, выполненные в последние 50 лет на космических аппаратах, свидетельствуют о постоянно существующем солнечном ветре. При этом были определены средние значения всех основных параметров солнечного ветра у орбиты Земли (на расстоянии $r = r_E = 1 \text{ a.e.}$) – скорости, концентрации протонов и их температуры:

$$w_E = 400 \text{ км/с}, \quad n_E = 6 \text{ см}^{-3}, \quad T_E \approx 10^5 \text{ К}$$

Поскольку величина скорости звука в солнечном ветре у орбиты Земли $c_s = 40 \text{ км/с}$ значительно меньше скорости солнечного ветра, солнечный ветер представляет собой сверхзвуковые потоки плазмы.

В стационарных условиях скорость солнечного ветра в области $r > 10R_{\odot}$, как было отмечено выше, следует считать постоянной $w = w_E$. Поэтому концентрация протонов солнечного ветра, как следует из соотношения (6.6), меняется с расстоянием по закону

$$n = n_E \left(\frac{r_E}{r} \right)^2. \quad (6.7)$$

Аналогичным образом меняется плотность солнечного ветра $\rho = nm_p$.

Солнечный ветер выносит из Солнца массу и энергию. Плотности потоков массы и энергии определяются выражениями:

$$q = \rho w \quad \text{и} \quad F = \frac{\rho w^3}{2}. \quad (6.8)$$

Используя значения средних параметров солнечного ветра, нетрудно установить, темп потери массы Солнцем за счет испускания солнечного ветра:

$$\dot{M} = 4\pi r_E^2 \rho_E w_E = 2.5 \cdot 10^{-14} \frac{M_\odot}{\text{год}}.$$

Отсюда следует, что потери массы Солнца за все время его существования пренебрежимо малы. Потери энергии за счет испускания солнечного ветра также малы по сравнению с общими потерями энергии Солнцем, обусловленными его светимостью, они не оказывают существенного влияния на эволюцию Солнца.

Схожая ситуация имеет место для всех звезд главной последовательности, по своим параметрам сходных Солнцу. Вместе с тем, для более массивных звезд главной последовательности спектральных классов О и В темп потери массы за счет звездного ветра на несколько порядков величины выше:

$$\dot{M} = 10^{-6} - 10^{-5} M_\odot / \text{год}.$$

В этом случае потери массы $\Delta M = \dot{M}t \sim M$ за время существования звезды t составляют существенную часть (до 50%) ее массы M . Поэтому звездный ветер является одним из главных факторов, определяющих характер эволюции таких звезд.

Как показывают измерения, выполненные с помощью космических аппаратов, солнечный ветер не является сферически симметричным, его параметры существенно зависят от гелиошироты. Так на низких гелиоширотах вблизи скорость солнечного ветра имеет величину $w \approx 400$ км/с. Она увеличивается с ростом гелиошироты до значений $w = 700-800$ км/с в полярных областях. При этом плотность солнечного ветра меняется в противофазе со скоростью: солнечный ветер имеет наибольшую плотность на низких гелиоширотах и наименьшую – на высоких.

6.4. Межпланетное магнитное поле

Солнечный ветер уносит с собой корональное магнитное поле. Поскольку плазма солнечного ветра является полностью ионизованной и высокопроводящей средой, магнитное поле является вмороженным. Выносимое солнечным ветром в межпланетное пространство магнитное поле называется *межпланетным магнитным полем* (ММП). ММП играет большую роль в протекании физических процессов в солнечном ветре. В частности, структура ММП оказывает существенное влияние на характер распространения космических лучей в межпланетном пространстве.

Структура ММП полностью определяется его вмороженностью в солнечный ветер, а также вмороженностью оснований силовых линий ММП к поверхности Солнца. При этих условиях в системе отсчета, вращающейся вместе с Солнцем, траектории движения элементов солнечного ветра совпадают с силовыми линиями ММП. Одна из траекторий показана на рис. 6.3 в системе координат, ось Z которой направлена вдоль оси вращения Солнца. Скорость солнечного ветра на расстоянии r в этой системе отсчета имеет две компоненты – радиальную

$$w'_r = w$$

и азимутальную

$$w'_\varphi = -w'_r \operatorname{tg} \psi = -\omega_\odot r \sin \theta ,$$

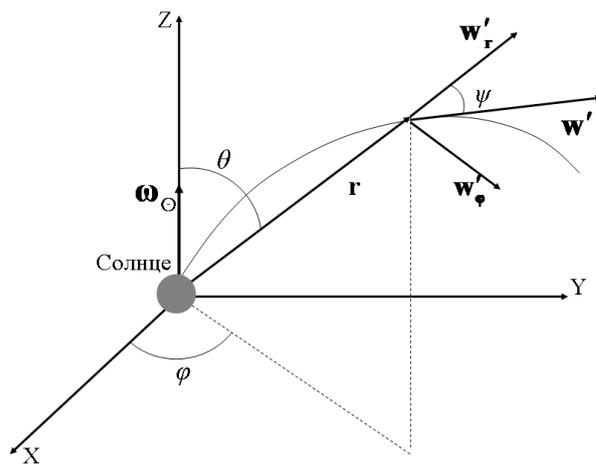


Рис. 6.4. Форма силовой линии ММП. Показан вектор скорости солнечного ветра во вращающейся системе отсчета w' и его компоненты.

где ω_\odot – угловая скорость вращения Солнца, θ – полярный угол, отсчитываемый от оси Z. Азимутальный угол φ , отсчитываемый от оси X, определяется временем t движения элемента солнечного ветра от точки $r = r_0$, где начинается истечение солнечного ветра, до рассматриваемой произвольной точки траектории r :

$$\varphi - \varphi_0 = \omega_\odot t = (r - r_0) \frac{\omega_\odot}{w} .$$

Здесь φ_0 – значение азимутального угла силовой линии в ее основании. Это соотношение можно переписать в виде функции $r(\varphi)$:

$$r - r_0 = w \frac{\varphi - \varphi_0}{\omega_\odot} ,$$

которая носит название спирали Архимеда. Поскольку угол θ в это соотношение не входит, кривая $r(\varphi)$ лежит на поверхности конуса с углом раскрытия θ (см. рис. 6.5).

Как видно из рис. 6.4, угол ψ между силовой линией ММП и радиальным направлением определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \psi = -\frac{w'_\varphi}{w'_r} = \frac{\omega_\odot r}{w} \sin \theta . \quad (6.9)$$

Поскольку угловая скорость вращения Солнца $\omega_\odot = 2\pi/T_\odot$ составляет $\omega_\odot = 2.7 \cdot 10^{-6}$ рад/с, угол между силовой линией МПП на орбите Земли составляет

$$\psi_E \approx 45^\circ .$$

Магнитное поле в неподвижной системе отсчета может быть найдено на основе преобразований Лоренца для электрического и магнитного полей:

$$\mathbf{E}'_{\parallel} = \mathbf{E}_{\parallel}, \quad \mathbf{E}'_{\perp} = \frac{\mathbf{E}_{\perp} + \frac{1}{c}[\mathbf{w}\mathbf{B}]}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}},$$

$$\mathbf{B}'_{\parallel} = \mathbf{B}_{\parallel}, \quad \mathbf{B}'_{\perp} = \frac{\mathbf{B}_{\perp} + \frac{1}{c}[\mathbf{w}\mathbf{E}]}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}.$$

Здесь $\mathbf{E}_{\parallel}, \mathbf{B}_{\parallel}$ и $\mathbf{E}_{\perp}, \mathbf{B}_{\perp}$ - составляющие электрического и магнитного полей вдоль и поперек вектора скорости \mathbf{w} соответственно.

Вследствие высокой проводимости плазмы солнечного ветра электрическое поле в системе отсчета, связанной с плазмой, должно отсутствовать:

$$E' = 0.$$

С учетом этого условия с точностью до членов порядка $w/c \ll 1$ из формул преобразования полей следует, что магнитное поле в обеих системах отсчета одинаково

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B}, \quad (6.10)$$

а электрическое поле в неподвижной системе отсчета определяется выражением

$$\mathbf{E} = -\frac{[\mathbf{w}\mathbf{B}]}{c}. \quad (6.11)$$

Магнитное поле определяется из уравнений Максвелла

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad [\nabla \mathbf{E}] = 0.$$

В сферических координатах с учетом того, что отличны от нуля только две компоненты МПП – радиальная B_r и азимутальная B_{φ} , – эти уравнения записываются в виде

$$\frac{\partial(r^2 B_r)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial(rw B_{\varphi})}{\partial r} = 0.$$

Интегрирование этих уравнений дает

$$B_r = B_0 \frac{r_0^2}{r^2}, \quad (6.12)$$

$$B_{\varphi} = B_r \operatorname{tg} \psi = B_0 \omega_{\odot} (r - r_0) \sin \theta \frac{r_0}{r^2}, \quad (6.13)$$

где $B_0 = B_r(r_0)$.

Вблизи поверхности Солнца (в хромосфере и нижней короне) наблюдаются два типа магнитных полей. В локальных областях солнечных пятен, типичный размер которых составляет 10^4 - 10^5 км, наблюдаются магнитные поля большой величины $B \approx 4\,000$ Гс. У

основной части поверхности Солнца магнитное поле имеет дипольную структуру с магнитным моментом, ориентированным вдоль оси вращения Солнца. Напряженность этой крупномасштабной компоненты составляет $B \sim 1$ Гс. Именно дипольная компонента маг-

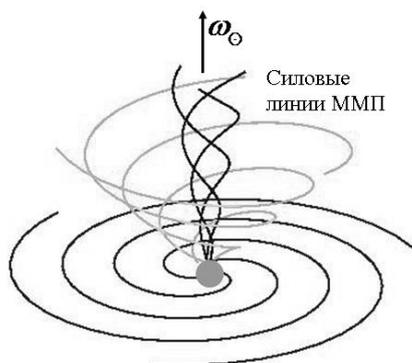


Рис. 6.5 Структура силовых линий ММП в северном полушарии гелиосферы. Показано направление угловой скорости вращения Солнца ω_{\odot} .

нитного поля выносятся в межпланетное пространство в виде ММП.

Подставляя в выражение для ММП $B_0 = 1$ Гс при $r_0 = R_{\odot}$, получаем, что на орбите Земли напряженность ММП составляет $B_E = B(r = 1 \text{ а.е.}) \approx 3 \cdot 10^{-5}$ Гс. Измерения на космических аппаратах согласуются с этим предсказанием: среднее значение измеренного ММП составляет

$$B_E = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Гс.}$$

Структура силовых линий ММП схематически представлена на рис. 6.5. Поскольку радиальная компонента ММП $B_r \propto r^{-2}$ убывает с ростом r быстрее, чем азимутальная $B_{\varphi} \propto r^{-1}$ на больших гелиоцентрических расстояниях r ММП становится преимущественно тангенциальным по направлению, вследствие чего силовые линии ММП на больших расстояниях представляют собой плотно накрученные витки спирали (рис. 6.5).

Следствием дипольного характера общего магнитного поля Солнца является то, что ММП имеет противоположную направленность в северном и южном полушарии *гелиосферы* – области околосолнечного пространства, занятого солнечным ветром. Если в какой-то момент времени в северном полушарии радиальная компонента ММП направлена от Солнца, то в южном полушарии она направлена к Солнцу и наоборот. Поэтому структура силовых линий ММП южного полушария является зеркальным отображением ММП северного полушария. При этом плоскость, проходящая через солнечный экватор, разделяет области ММП противоположного направления. Эта плоскость, точнее относительно тонкий слой в окрестности этой плоскости, называется *нейтральным слоем* (или *токовым*), поскольку в этой области магнитное поле отсутствует.

Поскольку плоскость солнечного экватора наклонена по отношению к плоскости эклиптики на угол, равный 7° , за время одного оборота Солнца вокруг своей оси (27 суток) Земля должна дважды пересекать нейтральный слой. Каждое такое пересечение сопровождается изменением направления ММП на противоположное. Это так называемый *эффект секторной структуры* ММП, суть которого состоит в том, что неподвижный наблюдатель, расположенный вблизи Земли (фактически измерение ММП возможно с помощью космического аппарата, когда он находится за пределами магнитосферы), регистрирует смену

направленности ММП несколько раз за время одного оборота Солнца. По причине того,

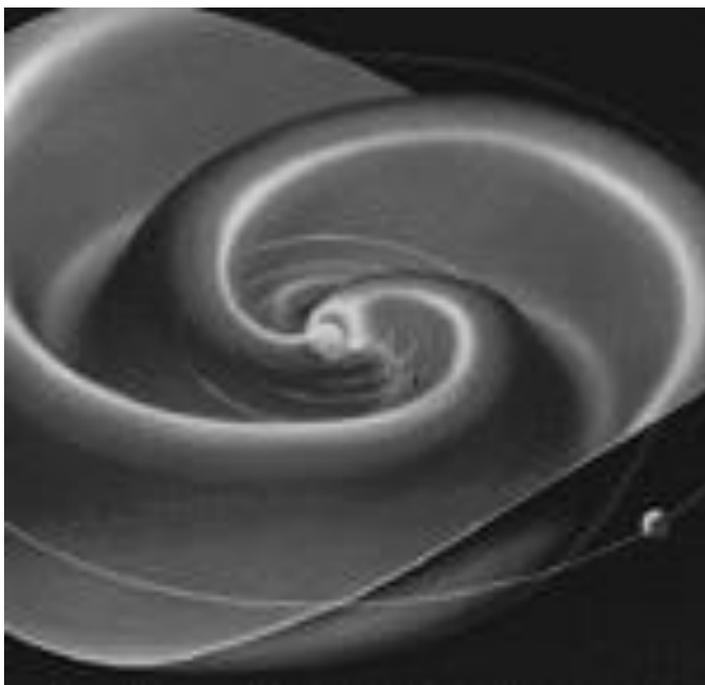


Рис. 6.6. Токовый слой в солнечном ветре. Показано Солнце и орбиты планет солнечной системы. При движении по своей орбите Земля несколько раз за время одного солнечного оборота пересекает токовый слой. Каждое пересечение слоя сопровождается сменой направления ММП на противоположное.

что общее магнитное поле Солнца не является чисто дипольным, а солнечный ветер не является идеально сферически симметричным, реальный нейтральный слой имеет сложную форму с отклонениями в ту и другую сторону от плоскости солнечного экватора (рис. 6.6). Волновая структура нейтрального слоя сосредоточена в некоторой области гелиоширот $\lambda_{ns} > \lambda > -\lambda_{ns}$, где λ_{ns} - максимальная гелиоширота области, в которой сосредоточен нейтральный слой. На больших гелиоширотах $|\lambda| > \lambda_{ns}$ секторная структура ММП отсутствует, что подтверждается измерениями, выполненными на космических аппаратах. Величина λ_{ns} испытывает изменения в 11-ти летнем цикле солнечной активности (см. раздел 6.8). Поэтому на разных фазах солнечной активности наблюдается разное количество секторов ММП. Чаще всего наблюдается два или четыре сектора ММП.

Изменения направления ММП вблизи Земли помимо эффекта секторной структуры обусловлены явлением периодической смены знака (или переполусовкой) общего магнитного поля Солнца в цикле солнечной активности. ММП оказывает большое влияние на структуру магнитосферы Земли и протекающие в ней процессы, а также на распространение космических лучей в гелиосфере (см. главу 7).

6.5. Гелиосфера

Область околосолнечного пространства, занятая солнечным ветром, носит название *гелиосфера*.

Граница гелиосферы формируется вследствие взаимодействия солнечного ветра с окружающей межзвездной средой, которая создает давление

$$P_{ISM} \approx 1 \text{ эВ/см}^3.$$

Внешнее давление P_{ISM} прерывает свободное движение солнечного ветра, вызывая его торможение.

Динамическое давление солнечного ветра

$$P = \rho w^2 = \rho_E w^2 \frac{r_E^2}{r^2} \quad (6.14)$$

уменьшается по мере увеличения гелиоцентрического расстояния r . Торможение потоков плазмы солнечного ветра должно происходить на расстоянии, при котором давление солнечного ветра становится сравнимым с давлением межзвездной среды P_{ISM} . Поэтому размер (радиус) гелиосферы R_H можно оценить условия баланса давлений солнечного ветра и межзвездной среды

$$P(R_H) = P_{ISM},$$

которое дает

$$R_H = r_E \sqrt{\frac{\rho_E w^2}{P_{ISM}}}. \quad (6.15)$$

Подставляя в это выражение $\rho_E = 5m_p$, $w = 400$ км/с, $P_{ISM} \approx 1$ эВ/см³, получаем

$$R_H \approx 100r_E = 100 \text{ а.е.} \quad (6.16)$$

Поскольку солнечный ветер является сверхзвуковым, его торможение происходит не плавно, а с образованием ударной волны. Фактически полученная выше оценка (6.15) соответствует размеру гелиосферной ударной волны, ограничивающей область сверхзвукового солнечного ветра (см. рис. 6.7). В пределах ударного перехода (фронта), толщина которого на много порядков меньше размера ударной волны $l \ll R_H$, скорость плазмы солнечного ветра уменьшается в 4 раза. При этом плазма на ударном фронте сжимается и разогревается. Поэтому движение за фронтом является дозвуковым и дальнейшее торможение солнечного ветра происходит плавно. Разогретый дозвуковой солнечный ветер занимает протяженную область пространства, ограниченную гелиосферной ударной волной и гелиопаузой (см. рис. 6.7).

Поскольку солнечная система движется относительно межзвездной среды со скоростью $w_{ISM} \approx 20$ км/с, гелиосфера несферична. Наименьший размер гелиосфера имеет в направлении движения солнечной системы, наибольший – в противоположном направлении (см. рис. 6.7). Торможение межзвездного вещества при взаимодействии с

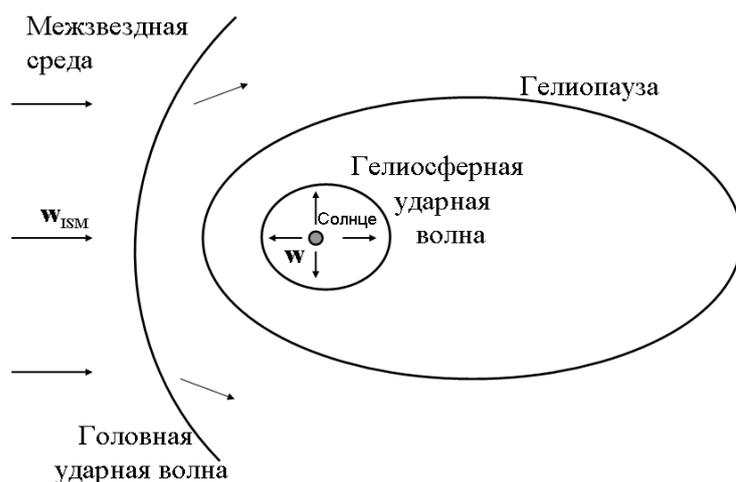


Рис. 6.7. Схематическая структура гелиосферы и окружающей межзвездной среды. Показано Солнце, солнечный ветер со скоростью w , движение межзвездной среды со скоростью w_{ISM} относительно гелиосферы, головная ударная волна, гелиопауза – граница между межзвездным веществом и веществом солнечного ветра и стоячая ударная волна в солнечном ветре.

солнечным ветром приводит к образованию головной ударной волны.

В 2004 космический аппарат «Вояджер-1», запущенный в США в 1977 году, достиг фронта гелиосферной ударной волны на расстоянии $r = 95$ а.е., что достаточно хорошо согласуется со сделанной выше оценкой (6.16).

Структура гелиосферы и физические процессы, протекающие в ней, отражаются на состоянии околоземного космического пространства. Поэтому изучение гелиосферы помимо чисто научного представляет собой большой практический интерес.

6.6. Магнитное поле Земли

Земля является источником магнитного поля, которое создается электрическими токами, текущими в ее жидком ядре.

Магнитное поле Земли приближенно можно представить в виде поля магнитного диполя

$$\mu_E = 8.1 \cdot 10^{25} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3,$$

расположенного в ее центре. В общем случае для описания магнитного поля \mathbf{B} следует использовать векторный потенциал. Однако в областях, где нет токов, поле может быть выражено через скалярный потенциал ψ :

$$\mathbf{B} = -\nabla\psi. \quad (6.17)$$

Полю магнитного диполя соответствует потенциал

$$\psi = \frac{\mu_E \mathbf{r}}{r^3} = -\mu_E \nabla \frac{1}{r}. \quad (6.18)$$

Из уравнений (6.17) и (6.18) получаем напряженность дипольного магнитного поля

$$\mathbf{B} = \nabla \left[\mu_E \nabla \frac{1}{r} \right] = 3(\mu_E \mathbf{r}) \frac{\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mu_E}{r^3}. \quad (6.19)$$

Принято считать, что северный магнитный полюс находится в южном полушарии (см. рис. 6.8). Поэтому, если ось z системы координат направить вдоль оси диполя к северу, то из уравнения (6.19) следует, что магнитное поле имеет отличными от нуля две сферические компоненты – радиальную и меридиональную, – величина которых определяется выражениями

$$B_r = -\frac{2\mu_E \sin \lambda_m}{r^3} \quad (6.20)$$

и

$$B_\lambda = \frac{\mu_E \cos \lambda_m}{r^3}, \quad (6.21)$$

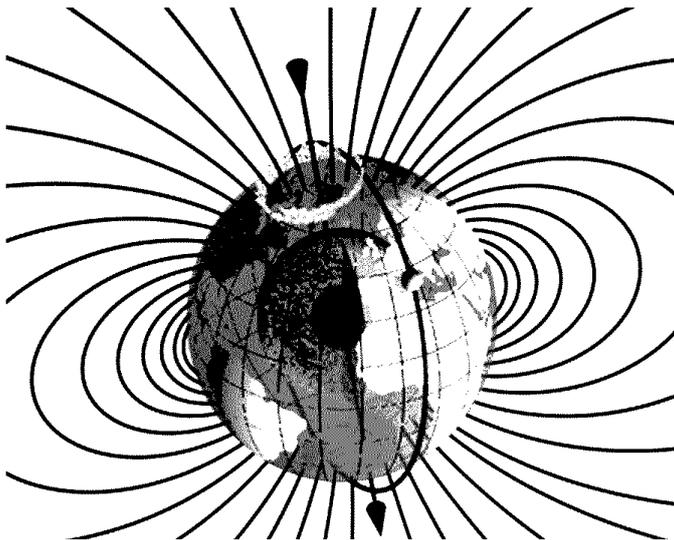


Рис. 6.8. Схематическая структура геомагнитного поля. Показана Земля, направление геомагнитного диполя (стрелка, пересекающая Землю с севера на юг), силовые линии магнитного поля, а также зона полярных сияний в северном полушарии Земли.

где λ_m – геомагнитная широта. В выбранной системе отсчета вектор напряженность магнитного поля \mathbf{B} в любой точке пространства лежит в меридиональной плоскости и распределение поля в пространстве аксиально-симметрично относительно оси Z , т.е. оси диполя (см. рис. 6.8).

Ось геомагнитного диполя не совпадает с осью вращения Земли. Угол между ними составляет около 10° . Магнитные полюса являются точками на поверхности Земли, в которых магнитное поле вертикально. Южный магнитный полюс смещен относительно северного географического полюса в сторону Канады на расстояние около 1500 км. Магнитные полюса перемещаются со скоростью около 5 км в год.

Из соотношений (6.20) и (6.21) следует, что величина напряженности магнитного поля определяется выражением

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_\lambda^2} = \frac{\mu_E}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda_m}. \quad (6.22)$$

Это выражение можно представить в виде

$$B = B_{Ee} \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda_m}, \quad (6.23)$$

где $B_{Ee} = \mu_E/R_E^3$ – напряженность магнитного поля на поверхности Земли на геомагнитном экваторе. Приведенное выше значение магнитного момента μ_E соответствует напряженности магнитного поля на экваторе у поверхности Земли (т.е. при $r = R_E$)

$$B_{Ee} = B(r = R_E, \lambda_m = 0^\circ) = 0.315 \text{ Гс.}$$

На магнитных полюсах – точках пересечения магнитного диполя с поверхностью Земли – напряженность магнитного поля в два раза больше:

$$B_{Ep} = B(r = R_E, \lambda_m = 90^\circ) = 0.63 \text{ Гс.}$$

В любой точке пространства магнитное поле \mathbf{B} направлено по касательной к силовой линии. Поэтому уравнение силовой линии имеет вид

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{dr}{d\lambda_m} = \frac{B_r}{B_\lambda} = -2\text{tg}\lambda_m$$

Интегрируя это уравнение, получаем уравнение силовой линии магнитного поля

$$r = r_e \cos^2 \lambda_m, \quad (6.24)$$

где r_e – постоянная, равная расстоянию от экваториальной точки силовой линии до центрального диполя.

Как следует из соотношений (6.23) и (6.24), величина напряженности магнитного поля вдоль силовой линии меняется в соответствии с выражением

$$B = B_e \frac{\sqrt{1 + 3\sin^2 \lambda_m}}{\cos^6 \lambda_m}, \quad (6.25)$$

в котором

$$B_e = B(r = r_e, \lambda_m = 0)$$

– величина напряженности поля в точке пересечения данной силовой линии с экваториальной плоскостью. Отсюда видно, что при перемещении вдоль силовой линии от плоскости геомагнитного экватора к поверхности Земли напряженность магнитного поля быстро нарастает. Так для силовой линии, отстоящей в плоскости экватора от центра Земли на расстоянии $r_e = 4R_E$ напряженность поля в точке пересечения силовой линией поверхности Земли $B_E \approx 100B_e$ примерно в сто раз выше напряженности B_e на той же силовой линии в плоскости экватора.

Поле такой конфигурации представляет собой магнитную ловушку для заряженных частиц. Частицы движутся в магнитном поле по спиральным траекториям. В плоскости, перпендикулярной магнитному полю, траектория частицы представляет собой окружность радиуса

$$\rho_B = \frac{v_\perp}{\omega_B} = \frac{mv_\perp c}{|q| B}.$$

Здесь q и m – заряд и масса частицы соответственно,

$$V_{\perp} = V \sin \theta$$

– компонента скорости частицы, перпендикулярная к магнитному полю, θ – угол между вектором скорости частицы V и силовой линией магнитного поля (*питч-угол*). Частица считается нерелятивистской.

Вдоль силовой линии магнитного поля частица движется со скоростью

$$V_{\parallel} = V \cos \theta .$$

При движении в неоднородном магнитном поле питч-угол частицы меняется, что приводит к изменению величины компонент скорости частицы V_{\perp} и V_{\parallel} . Достаточно полное описание движения заряженной частицы в неоднородном магнитном поле достигается в рамках *дрейфового приближения*, применимого при условии, что гирорадиус частицы много меньше пространственного масштаба изменения магнитного поля l_B :

$$\rho_B \ll l_B .$$

Для геомагнитного поля $l_B \approx R_E$.

При выполнении этого условия помимо кинетической энергии частицы сохраняется *адиабатический инвариант* (точнее – первый адиабатический инвариант)

$$\mu_a = \frac{mV_{\perp}^2}{2B} . \quad (6.26)$$

Сохранение величины μ_a означает сохранение $\sin^2 \theta / B$, поскольку при движении в магнитном поле энергия частицы сохраняется. Если в экваториальной плоскости питч-угол равен θ_e , то в любой другой точке вдоль той же силовой линии питч-угол частицы определяется соотношением

$$\sin^2 \theta = \sin^2 \theta_e \frac{B}{B_e} .$$

Как следует из этого соотношения, при удалении от экватора питч-угол частицы увеличивается и достигает предельного значения $\theta = 90^\circ$ в точке, где напряженность поля равна

$$B_M = \frac{B_e}{\sin^2 \theta_e} .$$

В этой точке, которая называется точкой отражения, направление движения частицы вдоль силовой линии сменяется на противоположное. Широта λ_M точки отражения определяется из соотношения

$$\sin^2 \theta_e = \cos^6 \lambda_M / (1 + 3 \sin^2 \lambda_M)^{1/2} .$$

Поскольку при попадании в атмосферу частица за счет столкновений с атомами атмосферы быстро теряет свою энергию, она способна совершать многократные колебания при условии, что ее точки отражения находятся достаточно высоко над поверхностью Земли – выше 200 км, где плотность атмосферы достаточно мала. Если пренебречь высотой атмосферы, то максимальное значение питч-угла θ_e частиц, гибнущих в атмосфере при

достижении ими точки отражения, определяется из условия $B_M = B_E$, где B_E – напряженность магнитного поля в точке пересечения силовой линии с поверхностью Земли.

Напряженность магнитного поля на поверхности Земли, как следует из соотношений (6.24) и (6.25), на силовой линии, отстоящей на расстоянии r_e от центра Земли в экваториальной плоскости, равна

$$B_E = B_e \left(\frac{r_e}{R_E} \right)^3 \sqrt{4 - 3 \frac{R_E}{r_e}}. \quad (6.27)$$

Поэтому многократное колебательное движение частицы вдоль силовой линии геомагнитного поля возможно при условии, что питч-угол частицы в области геомагнитного экватора превышает значение θ_l , определяемое соотношением

$$\sin^2 \theta_l = \left(\frac{R_E}{r_e} \right)^3 \frac{1}{\sqrt{4 - 3R_E / r_e}}. \quad (6.28)$$

Область питч-углов $\theta_e < \theta_l$ называется *конусом потерь*.

Если существует какой-либо механизм заселения области дипольного геомагнитного поля $r > R_E$ популяцией высокоэнергичных заряженных частиц, они могут накапливаться в этой области, если питч-углы этих частиц превышают критическое значение θ_l . Частицы с малыми питч-углами $\theta_e < \theta_l$ быстро теряют свою энергию, сталкиваясь с атомами атмосферы.

Время, затрачиваемое частицей на совершение движения между двумя последовательными отражениями, так называемый *баунс-период*, может быть найдено из выражения

$$T_b = 2 \int_{M_1}^{M_2} \frac{ds}{v_{\parallel}}, \quad (6.29)$$

в котором ds – элемент длины дуги вдоль силовой линии магнитного поля между двумя точками отражения частицы M_1 и M_2 , расположенными симметрично относительно плоскости геомагнитного экватора. С учетом того, что элемент длины силовой линии имеет вид

$$ds = r_e \cos \lambda_m \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda_m} d\lambda_m,$$

выражение для баунс-периода можно записать в виде

$$T_b = 4 \frac{r_e}{v} S(\theta_e), \quad (6.30)$$

где

$$S(\theta_e) = \int_0^{\lambda_M} d\lambda_m \frac{\cos \lambda_m (1 + 3 \sin^2 \lambda_m)^{1/2}}{[1 - \sin^2 \theta_e (1 + 3 \sin^2 \lambda_m)^{1/2} / \cos^6 \lambda_m]^{1/2}} \approx 1.38 - 0.32(\sin \theta_e + \sqrt{\sin \theta_e}).$$

Поскольку дипольное магнитное поле неоднородно и его силовые линии искривлены, заряженные частицы подвержены в нем *градиентному и центробежному дрейфам* со скоростью

$$\mathbf{v}_{GC} = \mathbf{v}_G + \mathbf{v}_C = -c \frac{m v_{\perp}^2}{2qB^3} [(\nabla B)\mathbf{B}] - c \frac{m v_{\parallel}^2}{qB^4} [(\mathbf{B}\nabla)\mathbf{B}]. \quad (6.31)$$

Это выражение можно записать в более компактном виде:

$$\mathbf{v}_{GC} = c \frac{\varepsilon_k}{2qB^4} (1 + \cos^2\theta) [(\nabla B^2)\mathbf{B}] \quad (6.32)$$

где $\varepsilon_k = m v^2 / 2$.

За счет долготного дрейфа частица перемещается по долготе вокруг геомагнитного диполя. Время одного обращения вокруг диполя (период) T_d наиболее просто вычислить для частиц, имеющих в экваториальной плоскости питч-угол $\theta_e = 90^\circ$. В этом случае

$$T_d = \frac{2\pi r_e}{v_{GC}} = \frac{2\pi |q| r_e^2 B_e}{3c \varepsilon_k}. \quad (6.33)$$

В общем случае произвольного питч-угла частицы выражение (6.33) для периода азимутального дрейфа нужно домножить на фактор $(0.7 + 0.3 \sin^2\theta_e)^{-1}$.

Нетрудно показать, что между периодами трех видов движений – циклотронного вращения, движения вдоль силовой линии и долготного дрейфа – выполняется соотношение

$$T_B \ll T_b \ll T_d.$$

Градиентный и центробежный дрейфы, как следует из выражения (6.32), заставляют положительно заряженные частицы медленно дрейфовать на запад, а отрицательно заряженные частицы – на восток, вызывая электрический ток, который направлен с востока на

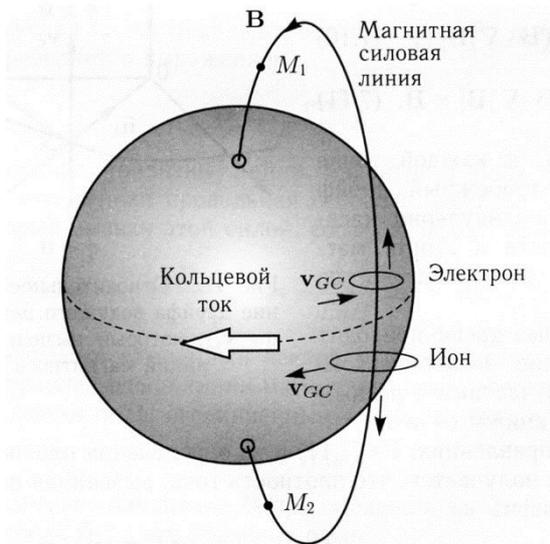
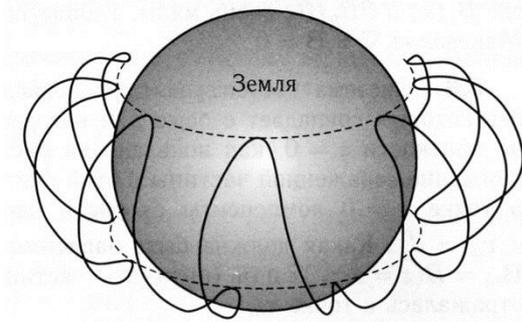


Рис. 6.9. Схематическое изображение движения заряженных частиц в магнитном поле Земли. Долготный дрейф частиц приводит к возникновению кольцевого тока, направленного с востока на запад.

запад. Этот ток называется *кольцевым током* (рис. 6.9).

Заряженные частицы в дипольном геомагнитном поле совершают колебательные движения между двумя точками отражения и дрейфуют по долготе. В результате траектория частицы похожа на пояс, опоясывающий Землю (см. рис. 6.10).

Рис. 6.10. Схематическое изображение долготного дрейфа заряженной частицы вокруг Земли.



Наличие в околоземном космическом пространстве зон (поясов), заполненных долгоживущими потоками заряженных частиц (электронов и протонов) впервые было установлено Ван Алленом (1958) на основе измерений, выполненных на борту спутника «Эксплорер – 1». Эти зоны принято называть *радиационными поясами*. Свойства радиационных поясов хорошо исследованы на основе многочисленных измерений. В соответствии с особенностями пространственного распределения потоков захваченных частиц, принято выделять два пояса – внутренний и внешний. Поток частиц внутреннего пояса имеет максимум на расстоянии $r_e = 1.5R_E$, внешнего – на расстоянии $r_e \approx 4R_E$ (см. рис. 6.11). Энергии протонов, заселяющих радиационные пояса, лежат в диапазоне 100 кэВ – 100 МэВ, энергии электронов – 10 кэВ–10 МэВ.

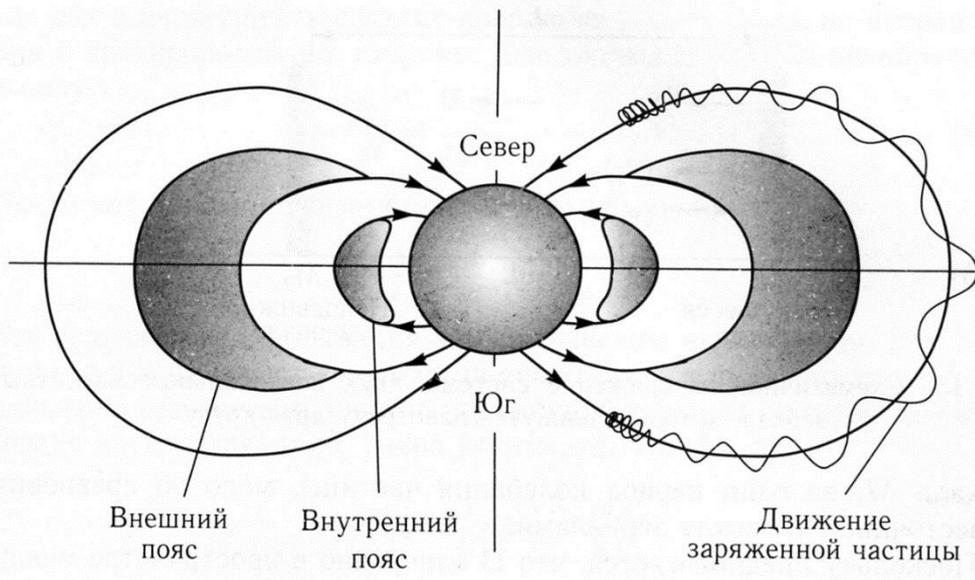


Рис. 6.11. Схематическое изображение радиационных поясов Земли. Внутренний (протонный) пояс расположен на расстоянии $r_e = 1.5 R_E$ от центра Земли, внешний (электронный) – на расстоянии около $r_e = 4 R_E$

Одним из источников частиц радиационных поясов являются нейтроны альbedo, которые возникают при взаимодействии космических лучей с атмосферой. Будучи электрически нейтральными, нейтроны способны удалиться на большие расстояния от точки их

образования. Распад нейтронов приводит к заселению области радиационных поясов протонами и электронами. Помимо этого, в зону устойчивого захвата проникают частицы из ионосферы и из солнечного ветра.

Кольцевой ток создает собственное магнитное поле, которое накладывается на поле геомагнитного диполя. Представляя для простоты, что все частицы, создающие кольцевой ток, движутся в экваториальной плоскости диполя ($\theta_e = 90^\circ$) на расстоянии r_e , нетрудно определить величину создаваемого отдельной частицей магнитного поля в начале координат

$$B_d = -\frac{2\pi j_d}{cr_e} = -\frac{3\varepsilon_k}{r_e^3 B_e}, \quad (6.34)$$

где

$$j_d = \frac{qv_{GC}}{2\pi r_e}$$

– электрический ток, обусловленный дрейфом частицы. Знак минус в выражении (6.34) отражает тот факт, что поле B_d противоположно магнитному полю Земли в экваториальной плоскости геомагнитного диполя.

Циклотронное вращение частицы вокруг силовой линии магнитного поля также создает магнитное поле в окружающем пространстве. В этом случае частицу можно считать магнитным диполем с моментом

$$\mu_B = \frac{\pi \rho_B^2 j_B}{c} = \frac{\varepsilon_k}{B_e}$$

который создает в начале координат магнитное поле

$$B_\mu = \frac{\mu_B}{r_e^3} = \frac{\varepsilon_k}{r_e^3 B_e}. \quad (6.35)$$

Здесь $j_B = qv/(2\pi r_B)$ – ток, создаваемый движущейся по ларморовской окружности частицей.

Таким образом, полное возмущение поля в начале координат составляет

$$\Delta B = B_d + B_\mu = -\frac{2\varepsilon_k}{r_e^3 B_e}. \quad (6.36)$$

Учитывая, что энергия дипольного магнитного поля, заключенного в пространстве за пределами Земли есть

$$E_B = 2\pi \int_{R_E}^{\infty} dr r^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\lambda_m \cos\lambda_m \frac{B^2(r, \lambda_m)}{8\pi} = \frac{B_{Ee}^2 R_E^3}{3},$$

выражение (6.36) можно записать в виде

$$\frac{\Delta B}{B_{Ee}} = -\frac{2\varepsilon_k}{3E_B}, \quad (6.37)$$

где $\varepsilon_k = mv^2/2$ – кинетическая энергия частицы. Равенство (6.37) носит название соотношения Десслера-Паркера. Как следует из этого соотношения, кольцевой ток вызывает уменьшение (депрессию) величины магнитного поля в низкоширотных областях Земли.

Выражение (6.37) справедливо для каждой из частиц, образующих кольцевой ток. Поэтому оно описывает также суммарный эффект, производимый всеми частицами кольцевого тока. При этом под энергией ε_k следует понимать суммарную энергию всех заряженных частиц в области радиационных поясов.

Радиационные пояса существуют постоянно. Поэтому частицы радиационных поясов постоянно создают кольцевой ток. Однако эффект, который создают эти частицы, невелик. Значительная депрессия магнитного поля имеет место во время интенсификаций кольцевого тока, вызываемых крупномасштабными возмущениями в солнечном ветре. Эти явления получили название *мировой бури* или *магнитосферной магнитной бури*. Хотя энергия частиц кольцевого тока $\varepsilon_k = 10\text{-}250$ кэВ ниже чем энергия частиц радиационных поясов, их общее энергосодержание во время бури значительно выше чем энергосодержание частиц радиационных поясов.

Геомагнитное поле оказывает существенное влияние на движение заряженных частиц в околоземном космическом пространстве. Так, в частности, оно отклоняет заряженные частицы, движущиеся по направлению к Земле извне (см. п.7.2). Это отклонение тем больше, чем меньше энергия частицы. Поэтому атмосферы Земли способны достичь только частицы, энергия которых превышает пороговое значение, которое носит название энергии геомагнитного обрезания. Поскольку отклоняющее воздействие определяется величиной горизонтальной компоненты магнитного поля, энергия обрезания максимальна в области магнитного экватора и минимальна в области геомагнитных полюсов, где ее значение равно нулю.

Высокоэнергичные заряженные частицы – космические лучи – попадая в атмосферу, передают свою энергию атомам атмосферы и вызывают в ней различные химические превращения. Особенно значительно воздействие космических лучей на озоновый слой, расположенный на высоте около 20 км. Увеличение потоков проникающих на эти высоты космических лучей приводит к понижению концентрации озона. Поскольку озоновый слой предохраняет биосферу от губительного воздействия ультрафиолетового излучения Солнца, приходим к выводу о том, что магнитное поле Земли играет важную защитную для биосферы роль.

6.7. Магнитосфера Земли

Поле геомагнитного диполя является доминирующим на расстояниях вплоть до $5R_E$ от центра Земли. На больших расстояниях магнитное поле все в большей степени подвержено воздействию плазмы солнечного ветра. Из-за высокой проводимости плазмы солнечного ветра магнитные силовые линии земного диполя не могут проникнуть в натекающий солнечный ветер и образуют в первом приближении пустую магнитную полость около Земли, называемую *магнитосферой*.

Форма магнитосферы (рис. 6.12) определяется балансом динамического давления солнечного ветра $P = \rho w^2$ и давления магнитного поля Земли $P_B = B^2/(8\pi)$. Так, в подсолнечной точке (точка на прямой, соединяющей центр Земли с Солнцем) границы магнитосферы – магнитопаузы – баланс давлений определяется выражением:

$$nm_p w^2 = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\mu_E}{L^3} \right)^2, \quad (6.38)$$

где L – расстояние от центра Земли до подсолнечной точки, n и w – концентрация протонов и скорость солнечного ветра, m_p – масса протона. Отсюда получается оценка для размера магнитосферы в солнечном направлении:

$$L = \left(\frac{\mu_E^2}{8\pi n m_p w^2} \right)^{1/6} \quad (6.39)$$

При типичных параметрах солнечного ветра

$$L \approx 10R_E.$$

Магнитосфера представляет собой тупое препятствие для сверхзвукового солнечного ветра, и перед ней на расстоянии $13\text{--}17R_E$ от центра Земли образуется отошедшая головная ударная волна (см. рис. 6.12), отклоняющая поток солнечной плазмы, который затем обтекает магнитосферу. Благодаря диссипативным процессам проводимость плазмы на границе магнитосферы может значительно понижаться, вследствие чего происходит

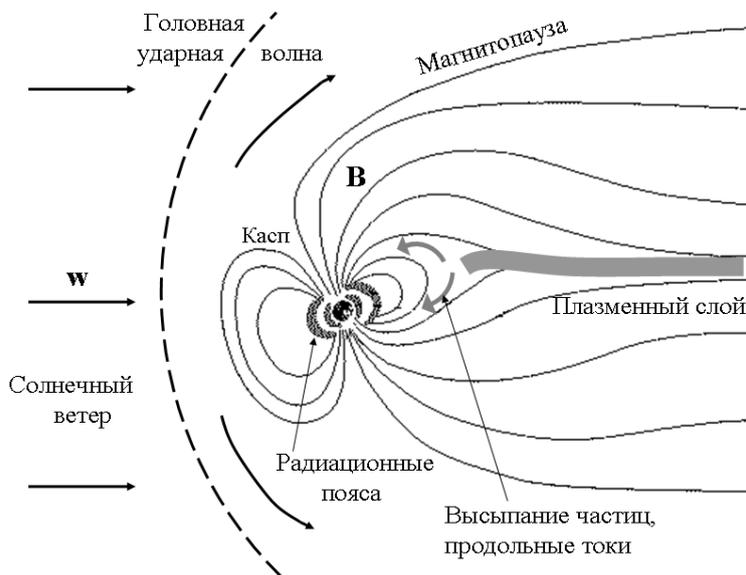


Рис. 6.12. Схематическая структура магнитосферы Земли. Показаны силовые линии магнитного поля \mathbf{B} , радиационные пояса, плазменный слой, область высыпывающихся частиц и продольных токов, магнитопауза (внешняя граница магнитосферы), касп (воронкообразная полость, не заполненная геомагнитным полем), головная ударная волна, направление скорости солнечного ветра \mathbf{w} .

проникновение частиц солнечного ветра в магнитосферу.

Несмотря на то, что плотность энергии межпланетного магнитного поля составляет всего 1% от плотности кинетической энергии солнечного ветра на орбите Земли, процессы пересоединения межпланетных и земных магнитных силовых линий в существенной мере определяют структуру и динамику магнитосферы. Пересоединение должно происходить в небольшой области на границе магнитосферы, где благодаря развитию плазменных неустойчивостей возрастает сопротивление плазмы и нарушается вмороженность магнитных силовых линий в плазму. Это позволяет межпланетным и земным магнитным силовым линиям разорваться и пересоединиться между собой. Наиболее благоприятной для протекания этих процессов является ситуация, когда межпланетное магнитное поле имеет значительную южную компоненту, антипараллельную земному магнитному полю в подсолнечной точке магнитопаузы. Солнечный ветер увлекает пересоединенные силовые линии магнитного поля Земли, которые затем образуют протяженный магнитный шлейф – *хвост магнитосферы*. При этом часть плазмы солнечного ветра затекает в магнитосферу. Диаметр хвоста составляет около $D \approx 30 R_E$.

Энергию, поступающую в магнитосферу из солнечного ветра на дневной магнитопаузе, можно оценить как поток вектора Пойнтинга через площадь поперечного сечения магнитосферы

$$P \approx \frac{cEBD^2}{16} = \frac{wB^2D^2}{16} \approx 2 \times 10^{18} \frac{\text{эрг}}{\text{с}}.$$

Эта энергия расходуется на высыпание частиц в область полярных сияний, на формирование системы электрических токов, протекающих в различных областях магнитосферы, а также на формирование радиационных поясов.

Основные компоненты системы токов, текущих в магнитосфере: токи на магнитопаузе; токи поперек магнитосферного хвоста в плазменном слое, разделяющем области магнитного поля противоположной направленности; продольные токи вдоль магнитных силовых линий, замыкающиеся в проводящей ионосфере Земли в области геомагнитных широт $\lambda_m = 70-80^\circ$ (см. рис. 6.14).

Плазменный слой – область хвоста магнитосферы, заполненная плазмой и разделяющая области магнитного поля противоположного направления, - обрывается на расстоянии около $8R_E$ от центра Земли. Заряженные частицы (в основном электроны и протоны), высыпаясь из плазменного слоя вдоль магнитных силовых линий в атмосферу, вызывают в ней *полярные сияния* – свечение атомов и молекул, возбуждаемое высыпаящимися частицами. Полярные сияния наблюдаются, в основном, в овалах полярных сияний, которые окаймляют северный и южный магнитные полюса в зонах геомагнитных широт $\lambda_m = 70-80^\circ$. Небольшая доля частиц плазменного слоя может ускориться до энергии 10 – 100 кэВ. Эти частицы проникают глубже в область дипольного магнитного поля Земли и могут длительное время удерживаться в магнитной ловушке. Благодаря этому усиливается кольцевой электрический ток, вызывающий понижение (депрессию) магнитного поля на Земле. Интенсивность кольцевого тока значительно возрастает во время крупномасштабных возмущений солнечного ветра – с приходом на орбиту Земли межпланетных ударных волн, порожденных выбросами коронального вещества. Интенсификация кольцевого тока приводит к длящейся около 4-х суток депрессии магнитного поля, которая на поверхности Земли составляет величину около 1%. Это явление носит название *магнитосферной бури* или *мировой магнитной бури*. Магнитосферную бурю принято описывать D_{st} -индексом, который представляет собой величину депрессии магнитного поля в экваториальной области Земли. Типичное временное поведение D_{st} -индекса во время бури средней величины

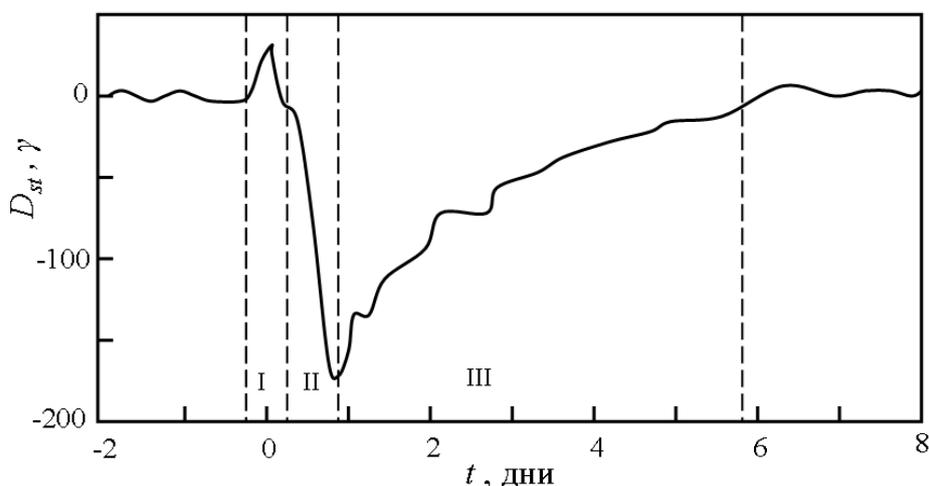


Рис. 6.13. D_{st} -вариация, характеризующая величину депрессии (уменьшения) величины магнитного поля у поверхности Земли. Величина D_{st} определяется по измерениям приэкваториальных магнитных станций, измеряется в единицах $\gamma = 10^{-5}$ Гс. Выделенные области соответствуют трем фазам магнитосферной бури: I – внезапное начало или SSC (sudden storm commencement), II – главная фаза; III – фаза восстановления.

показано на рис. 6.13. В развитии магнитосферной бури принято выделять три фазы. Буря, как правило, начинается с так называемого внезапного начала или SSC (sudden storm commencement), которое характеризуется кратковременным увеличением D_{st} -индекса. Это увеличение обусловлено поджатием лобовой части магнитосферы, которое вызвано резким увеличением динамического давления солнечного ветра в момент прихода межпланетной ударной волны. Далее следует главная фаза с длительностью около 10-ти часов. В течение этой фазы интенсивность кольцевого тока нарастает, что обуславливает увеличение депрессии магнитного поля у Земли. Затем идет фаза восстановления, длящаяся около 4-х суток. Интенсивность кольцевого тока в этот период времени плавно снижается, что обуславливает уменьшение величины депрессии магнитного поля (рис. 6.13). Распад кольцевого тока происходит вследствие столкновений ионов, образующих ток, с атомами атмосферы при отсутствии подпитки тока новыми порциями энергичных ионов.

Как следует из соотношения (6.37) депрессия магнитного поля $\Delta B = -2 \cdot 10^{-3}$ Гс (как имеет место во время главной фазы бури на рис. 6.13) обусловлена кольцевым током, суммарная энергия которого составляет $\varepsilon_k \approx 10^{23}$ эрг. Возрастание потоков ионов (протонов и ионов кислорода) с таким суммарным энергосодержанием действительно регистрируются на расстояниях $r_e \approx 4 R_E$ в спутниковых экспериментах.

Состояние магнитосферы является крайне изменчивым, что связано с изменчивостью величины и направления межпланетного магнитного поля, а, следовательно, и темпа передачи энергии внутрь магнитосферы благодаря процессам пересоединения магнитных силовых линий. Когда межпланетное магнитное поле в течение нескольких часов имеет преимущественно северное направление, то магнитосфера переходит в состояние с минимумом энергии и является относительно спокойной. Если межпланетное поле повернется в южном направлении и сохранит такое направление в течение достаточно длительного периода (порядка часа), то увеличение темпа пересоединения межпланетного и земного магнитного поля на дневной магнитопаузе приведёт к быстрому накоплению энергии магнитосферы (в основном в виде энергии магнитного поля в увеличивающемся хвосте магнитосферы). Это накопление энергии рано или поздно кончается развитием своеобразной глобальной неустойчивости – *магнитосферной суббури*, – приводящей к перестройке конфигурации магнитосферы, в процессе которой происходит диссипация накопленной энергии. Поскольку резервуаром энергии является хвост магнитосферы, то и развитие неустойчивости связано с неравновесностью распределений плазмы и магнитного поля в хвосте. Развитие во времени неустойчивости происходит взрывным образом с характерным временем 5–10 мин. Благодаря этому в магнитосфере генерируются большие локализованные электрические поля, способные ускорить небольшую долю частиц до энергий ~ 1 МэВ. В период взрывного развития суббури происходит инжекция энергичных ионов в область кольцевого тока, сопровождающаяся его усилением, интенсификация *полярных сияний* в атмосфере и *электроджетов* (протяженных электрических токов) в ионосфере. Электроджеты, которые формируются в приполярной ионосфере, вызывают бухтообразные возмущения магнитного поля.

Как правило в период магнитосферной бури развивается серия суббурь, хотя наблюдаются и изолированные суббури, развивающиеся в отсутствие бурь.

Земля имеет два *овала полярных сияний*, по одному на полушарие, каждый из которых окружает соответствующий геомагнитный полюс. Геометрия овала в северном полушарии приведена на рис. 6.14. Овал примерно совпадает с кривой пересечения внешней поверхности области захваченной в магнитосфере радиации и ионосферой. Эксцентricность овала полярных сияний связана с осевой асимметрией магнитосферы, обусловленной постоянным направлением течения солнечного ветра. В каждый текущий момент времени формы сияний вытянуты вдоль овала. Размер овала не остается постоянным. В очень спокойные периоды овал сжимается к полюсам так, что в полуночном секторе его геомагнитная широта превышает 70° . В период сильной магнитосферной бури как внутренняя, так и внешняя границы овала смещаются к экватору. В случае очень интенсивной бури экваториальная граница овала может достигать геомагнитной широты 50° . Полярные сияния в пределах овала, видимые невооруженным глазом, имеют форму дуги, вытянутой в направлении восток – запад на несколько тысяч километров. Размер форм сияний в направлении север – юг значительно меньше: несколько сот метров. Нижняя граница полярных сияний составляет находится на высотах выше 100 км, что определяется проникающей способностью высыпавшихся из магнитосферы в атмосферу потоков электронов. Излучение полярных сияний обусловлено взаимодействием листообразными по форме поперечного сечения потоками электронов и частицами верхней атмосферы (в основном N_2 , O и O_2), с которыми они сталкиваются, а также последующими фотохимическими реакциями, сопровождающимися возбуждением атомов и молекул атмосферы с последующим испусканием ими фотонов. Энергии электронов, вызывающих полярные сияния, как правило,

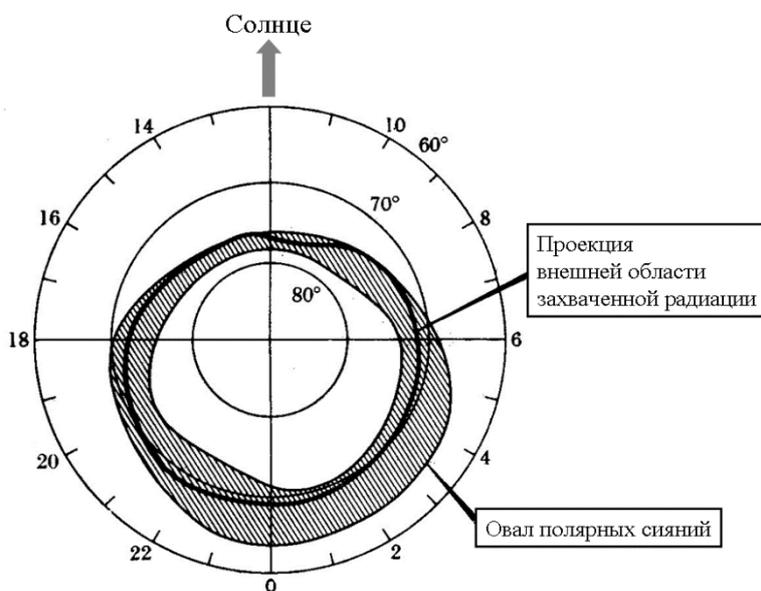


Рис. 6.14. Овал полярных сияний в координатах геомагнитная широта – местное время. Показана также проекция вдоль силовых линий магнитного поля внешней границы области захваченной радиации на высокоширотную верхнюю атмосферу.

лежат в диапазоне 10 эВ – 100 кэВ.

Мощность диссипации энергии во время магнитосферной суббури составляет 10^{16} – 10^{17} эрг/с, а выделившейся во время суббури энергии составляет 10^{20} – 10^{21} эрг. Фаза восстановления в развитии суббури соответствует возвращению состояния хвоста магнитосферы к равновесному и характеризуется ослаблением указанных явлений в атмосфере и ионосфере и возвращением овала полярных сияний к исходному положению.

6.8. Солнечная активность

На стационарный процесс истечения плазмы короны накладываются нестационарные процессы, связанные с появлением на Солнце быстро меняющихся активных образований, резко отличающихся от окружающих невозмущенных областей, свойства которых почти не меняются со временем. В фотосфере, хромосфере и короне проявления солнечной активности различны. Но все они связаны общей причиной: во всех активных областях присутствует сильное магнитное поле, достигающее величины несколько тысяч Гс.

Вспышки на Солнце представляют собой самое мощное из всех проявлений солнечной активности. Энергия большой солнечной вспышки достигает 10^{32} эрг, что приблизительно в 100 раз превышает тепловую энергию, которую можно было бы получить при сжигании всех разведанных на Земле запасов нефти и угля. Эта гигантская энергия выделяется на Солнце за несколько минут и соответствует средней за этот период мощности $\sim 10^{29}$ эрг/с. Однако, как легко заметить, мощность вспышки не превышает сотых долей процента от мощности полного излучения Солнца. Поэтому при вспышке не происходит заметного увеличения светимости Солнца. Лишь самые большие вспышки на Солнце можно заметить в белом свете. Обычно вспышки наблюдаются как значительные увеличения яркости участков поверхности Солнца в свете хромосферных линий, в частности в линии водорода.

Основная часть энергии вспышки выделяется в виде кинетической энергии *выбросов коронального вещества*, движущихся в короне и межпланетном пространстве со скоростями до 1000 км/с, энергии жёсткого электромагнитного излучения и потоков, ускоренных до высоких энергий (иногда десятки ГэВ) частиц – *солнечных космических лучей*. Электромагнитное излучение вспышки наблюдается в широком диапазоне – от километровых радиоволн до жёстких гамма-лучей.

Выбросы коронального вещества наблюдаются также в отсутствие солнечной вспышки. Выбросы распространяются со скоростью, значительно превышающей скорость спокойного солнечного ветра, вплоть до $V = 1000\text{--}2000$ км/с. Поэтому движение этого выброса порождает впереди себя сильную ударную волну, которую принято называть межпланетной. Также как ударная волна от вспышки сверхновой межпланетная ударная волна сжимает и нагревает застывшее ею вещество солнечного ветра и соотношения (4.29)–(4.33) применимы также к фронту межпланетной ударной волны. Поскольку на фронте ударной волны плотность вещества возрастает в 4 раза а скорость может возрасти почти в 5 раз, динамическое давление потока плазмы $P = \rho w^2$ на фронте возрастает почти в 100 раз. За время около 2-х суток ударная волна достигает Земли, если вспышка произошла на обращенной к Земле стороне Солнца (рис. 6.15). Взаимодействие ударной волны с земной магнитосферой вызывает магнитосферную бурю. Начало бури происходит в момент контакта ударной волны с магнитосферой Земли. Значительное возрастание динамического давления на ударном фронте вызывает сжатие магнитосферы в соответствии с выражением (6.39). Это, в свою очередь, приводит к росту величины магнитного поля в околоземном пространстве. Дальнейшее развитие бури, как было описано выше, связано с интенсификацией кольцевого тока и последующим его затуханием.

Как и в случае ударной волны от сверхновой, на фронте межпланетной ударной волны происходит ускорение заряженных частиц, приводящее к формированию потоков высокоэнергичных частиц со степенным энергетическим спектром. При прохождении ударной волны через корону Солнца спектр ускоренных ударной волной частиц простирается до энергии ~ 1 ГэВ. Это и есть один из механизмов генерации солнечных космических лучей. Вблизи орбиты Земли предельная энергия производимых ударной волной частиц существенно ниже – не выше 10 МэВ. Частицы таких энергий неспособны достичь атмосферы Земли из-за влияния геомагнитного поля (см. главу 7). Однако проникновение этих частиц в магнитосферу Земли приводит к существенному росту уровня радиации, что негативно влияет на работоспособности аппаратуры, установленной на высокоорбитальных

спутниках Земли.

Современные наблюдения и базирующиеся на них теоретические модели свидетельствуют в пользу предположения, что вспышечный процесс и выбросы коронального вещества обусловлены накоплением и последующим быстрым выделением свободной магнитной энергии в верхней хромосфере и нижней короне.

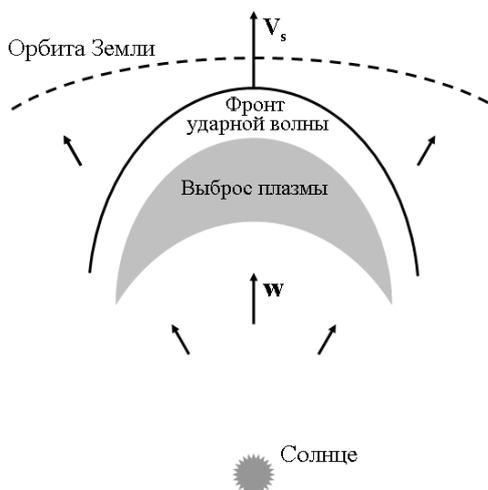


Рис. 6.15. Схематическая структура межпланетной ударной волны (МУВ). Показаны направления скорости солнечного ветра w , выброс коронального вещества, движение которого со скоростью $V > w$ порождает ударную волну в солнечном ветре, фронт которой распространяется со скоростью $V_s > V$.

Исследование вспышек и выбросов коронального вещества имеет и важное практическое значение, поскольку они существенно влияют на состояние околоземного космического пространства. Они оказывают сильное воздействие на ионосферу, вызывая нарушения радиосвязи, работы радионавигационных устройств и т. д. В связи с пилотируемыми космическими полётами возникла серьёзная задача защиты космонавтов от ионизирующего излучения вспышек и заблаговременного прогнозирования возможной радиационной опасности. Имеются свидетельства сильного влияния вспышечной активности на погоду и состояние биосферы Земли.

Цикл солнечной активности – периодический процесс появления и развития на Солнце активных областей. Этот процесс затрагивает весь диск Солнца и может быть прослежен по многим явлениям в фотосфере, хромосфере и короне. Наиболее наглядное проявление солнечного цикла – изменение с периодом около 11.2 года числа солнечных пятен, входящих в состав активных областей. В середине 19-го века швейцарский астроном Р. Вольф предложил характеризовать состояние солнечной активности относительными числами пятен (названных впоследствии числами Вольфа)

$$W = 10g + f, \quad (6.40)$$

где g – число групп пятен, f – полное число пятен на видимом полушарии Солнца.

В начале 11-летнего цикла, после минимума величины W , пятна появляются довольно далеко от солнечного экватора, на широтах около 30° . В течение цикла зона пятен спускается к экватору до 15° в период максимума W и до 8° в следующем минимуме. Далее на высоких широтах образуются пятна нового цикла. Обычно пятна встречаются не поодиночке, а группами, в которых они концентрируются преимущественно вокруг двух – ведущего (западного) и замыкающего (восточного) пятен. Чаще всего магнитные поля ведущего и замыкающего пятен имеют разную полярность (N и S), причём структура активной области над ними показывает, что силовые линии поля выходят из одного пятна и входят в другое. В течение одного цикла все ведущие пятна в Северном полушарии имеют одну полярность, а в Южном – другую. В следующем цикле все полярности меняются на обратные. Изменение чисел Вольфа для периода 1955–1995 гг показано на рис. 6.16.

Общее (дипольное) магнитное поле Солнца достигает максимальной напряжённости $B \approx 1$ Гс близ минимума цикла и исчезает, меняя знак, в эпохи максимумов 11-летних циклов. Возврат к одной и той же магнитной ситуации – определённой полярности веду-

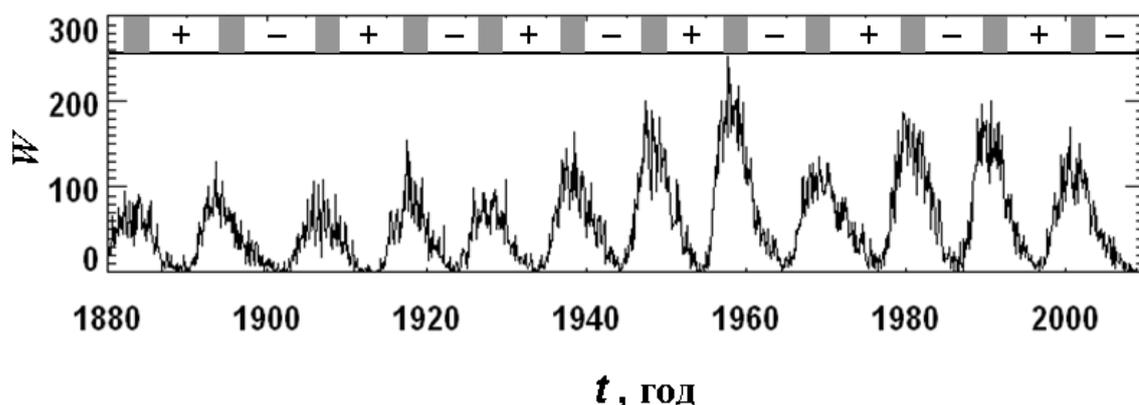


Рис. 6.16. Изменение чисел Вольфа в течение 12-ти циклов солнечной активности. Знаки + и – показывают полярность общего магнитного поля Солнца и ММП в северном полушарии. Области серого цвета соответствуют периодам инверсии магнитного поля общего (дипольного) магнитного поля Солнца.

щих пятен в выбранном полушарии, определённому знаку поля близ выбранного полюса – происходит через 22 года, причём первым из входящих в пару 11-летних циклов является цикл с чётным номером (нулевой номер присвоен циклу, максимум которого был около 1750 г.).

Пятна представляют собой области с экстремально большими магнитными полями, величина которых лежит в пределах 1000–4500 Гс. Наличие столь сильных магнитных полей как раз и является причиной понижения температуры вещества в области пятна, что и приводит к тому, что эта область выглядит более темной в сравнении с окружающими областями фотосферы Солнца.

Все явления солнечной активности связаны с преобразованием энергии магнитного поля в другие формы энергии. Поэтому солнечные пятна, как области с рекордно высокими магнитными полями, представляют собой основные центры активности на Солнце. В процессе развития активной области возникает ситуация, при которой возможна быстрая перестройка («перезапускание») магнитных полей. Эта перестройка в конечном итоге является основной причиной, вызывающей солнечные вспышки.

6.9. Солнечно-земные связи.

Солнечно-земные связи – система прямых или опосредованных физических связей между гелио- и геофизическими процессами. Земля получает от Солнца не только свет и тепло, но и подвергается воздействию ультрафиолетового и рентгеновского излучения, солнечного ветра, солнечных космических лучей. Вариации мощности этих факторов при изменении уровня солнечной активности вызывают цепочку взаимосвязанных явлений в межпланетном пространстве, в магнитосфере, ионосфере, нейтральной атмосфере, биосфере, гидросфере и, возможно, литосфере Земли. Воздействие солнечной активности на

Землю сводится либо к переносу от Солнца к Земле энергии, выделяющейся в нестационарных процессах на Солнце, либо к перераспределению уже накопленной энергии в магнитосфере, ионосфере и нейтральной атмосфере Земли.

Представления о солнечно-земных связях складывались постепенно, на основе отдельных догадок и открытий. Так, в 1915 г. А. Л. Чижевский обратил внимание на циклическую связь между развитием некоторых эпидемий и пятнообразовательной деятельностью Солнца.

Последовательность событий в системе Солнце – Земля можно проследить, наблюдая цепочку явлений, сопровождающих мощную вспышку на Солнце – высшее проявление солнечной активности. Последствия вспышки начинают сказываться в околоземном пространстве почти одновременно с событиями на Солнце. В частности, ультрафиолетовое и рентгеновское излучение вызывает дополнительную ионизацию верхней атмосферы, что приводит к ухудшению (или даже полному прекращению) радиосвязи на освещенной стороне Земли.

Мощная вспышка или выброс коронального вещества сопровождается испусканием большого количества ускоренных частиц – *солнечных космических лучей*. Самые энергичные из них (с энергией до ГэВ) начинают приходить к Земле спустя примерно 10 минут после максимума вспышки. Повышенный поток солнечных космических лучей у Земли может наблюдаться несколько десятков часов. Вторжение солнечных космических лучей в ионосферу полярных широт вызывает дополнительную ионизацию и соответственно ухудшение радиосвязи на коротких волнах. Имеются данные о том, что солнечные космические лучи в значительной мере способствуют опустошению озонового слоя Земли (озоносферы). Усиленные потоки солнечных космических лучей представляют собой также один из главных источников радиационной опасности для экипажей и оборудования космических кораблей.

Мировые магнитные бури, возникающие как результат воздействия межпланетных ударных волн, порожденных выбросами коронального вещества, представляют собой крайнюю степень возмущенности магнитосферы в целом. Более слабые (но более частые) возмущения, называемые *суббуриями*, развиваются в магнитосфере полярных областей. Ещё более слабые возмущения возникают вблизи границы магнитосферы с солнечным ветром. Причиной возмущений последних двух типов являются флуктуации параметров солнечного ветра. При этом в магнитосфере генерируется широкий спектр электромагнитных волн с частотами 0.001 – 10.0 Гц, которые свободно доходят до поверхности Земли. Во время магнитных бурь интенсивность этого низкочастотного излучения возрастает в 10–100 раз.

Развитие магнитосферных возмущений помимо всего прочего сопровождается развитием систем электрических токов в магнитосфере и ионосфере. Эти токи создают наводки в протяженных технических системах, таких как линии электропередач газо и нефтепроводов, что может приводить к возникновению аварийных ситуаций.

Статистически установлена связь между уровнем солнечной и геомагнитной возмущенности и ходом ряда процессов в биосфере Земли (динамикой популяций животных, эпидемий, количеством сердечнососудистых кризов и др.). Поэтому изучение солнечно-земных связей является не только фундаментальной научной проблемой, но и имеет большое прогностическое значение. Прогнозы состояния магнитосферы и других оболочек Земли крайне необходимы для решения практических задач в области космонавтики, радиосвязи, транспорта, метеорологии и климатологии, сельского хозяйства, биологии и медицины. Комплекс физических факторов, определяющих состояние околоземного космического пространства, принято именовать *космической погодой*. Развитие методов прогноза космической погоды является актуальной научной и практической задачей.

Задачи к главе 6:

1. Исходя из значений солнечной постоянной Q и эффективной температуры Солнца T_{eff} определить радиус Солнца.
2. Вычислить значение угла между линией ММП и радиальным направлением у орбиты Земли.
3. Определить количество энергии, уносимой солнечным ветром в одну секунду и сравнить ее со светимостью Солнца.
4. Определить кинетическую энергию электрона и протона, достигающих Земли спустя 1,5 часа после вспышки на Солнце.
5. Протон с кинетической энергией $\varepsilon_k = 1$ МэВ движется в экваториальной плоскости геомагнитного поля на расстоянии $r_e = 3 R_E$. Вычислить период его дрейфового обращения вокруг Земли.
6. Оценить величину баунс-периода электрона с кинетической энергией $\varepsilon_k = 300$ кэВ, находящегося силовой линии, пересекающей плоскость экватора на расстоянии $r_e = 4 R_E$. Принять значение питч-угла на магнитном экваторе равным $\theta_e = 45^\circ$.
7. Ударная волна со скоростью $V_s = 1000$ км/с взаимодействует с магнитосферой Земли. Определить во сколько раз ударная волна сжала магнитосферу в солнечном направлении, если невозмущенный солнечный ветер имел скорость $w = 300$ км/с.
8. Депрессия магнитного поля во время магнитосферной бури составила величину $\Delta B = -200 \gamma$. Определить полную энергию частиц кольцевого тока. Исходя из того, что кольцевой ток представляет собой тор с радиусом $r = 4R_E$ и площадью поперечного сечения $S = R_E^2$ и образован протонами с кинетической энергией 60 кэВ, определить концентрацию протонов кольцевого тока и их интенсивность.
9. Определить критическое расстояние r_c / R_\odot в солнечном ветре, полагая, что корональная плазма состоит из протонов и электронов при температуре $T = 10^6$ К.
10. Протоны радиационного пояса с энергией 10 МэВ, находящиеся на силовых линиях геомагнитного поля с $r_e = 1.6 R_E$, в среднем каждые сутки испытывают случайные изменения питч-угла $\Delta\theta = 1^\circ$. Протон выбывает (гибнет) из радиационного пояса, если в результате изменений его питч-угла он попадает в конус потерь. Оценить время, в течение которого радиационный пояс опустошится полностью.

7. Космические лучи

Открытие космических лучей связано с изучением проводимости газов. Существование достаточно большой проводимости газов, открытое в 1900 г. Вильсоном, объясняли ионизацией, возникающей от радиоактивности Земли. Однако, дополнительные исследования привели Вильсона к предположению о внеземном происхождении излучения, вызывающего ионизацию.

Датой открытия космических лучей принято считать 1912 год, когда австрийский физик В. Гесс с помощью усовершенствованного электроскопа измерил скорость ионизации воздуха в зависимости от высоты. Оказалось, что с ростом высоты величина ионизации сначала уменьшается, а затем на высотах свыше 2 км начинает резко возрастать. На высоте 9 км ионизационный ток оказался в 10 раз большим, чем у поверхности Земли. Стало ясно, что ионизирующее излучение направлено сверху вниз.

Термин «космические лучи», введенный Милликеном, обусловлен тем, что еще многие годы после открытия этого проникающего излучения оставалась неизвестной его природа. Некоторое время предполагалось, что это поток гамма-квантов космического происхождения. Только эксперименты, выполненные в конце 40-х годов 20-го века на баллонах в стратосфере, окончательно установили, что космические лучи представляют собой потоки ядер химических элементов с относительно небольшим вкладом (около 1 %) электронов.

7.1. Основные характеристики

Одной из основных величин, которые характеризуют космические лучи, является их интенсивность, определяемая аналогично интенсивности электромагнитного излучения:

$$I = \frac{dN}{\cos\theta dS dt d\Omega d\varepsilon} \quad \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эрг}}.$$

Единственное отличие состоит в том, что в случае космических лучей их интенсивность принято определять количеством частиц, а не энергией, как в случае излучения. Это обусловлено тем, что детекторы космических лучей регистрируют попадание в них отдельных частиц, а не только переносимую ими энергию.

Помимо дифференциальной по энергии частиц ε интенсивности используется также интегральная интенсивность космических лучей

$$I(> \varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} I(\varepsilon) d\varepsilon,$$

имеющая размерность частиц/(см²·с·ср).

Если угловое распределение частиц близко к изотропному, как это почти всегда имеет место для космических лучей, то их интенсивность связана с их концентрацией n простым соотношением

$$I = \frac{nV}{4\pi},$$

в котором v – скорость частиц. Поскольку космические лучи – частицы релятивистских энергий, в качестве энергии частиц может использоваться как кинетическая энергия ϵ_k , так и полная энергия

$$\epsilon = mc^2 + \epsilon_k,$$

где m – масса частицы.

Наличие анизотропии углового распределения частиц означает, что их интенсивность зависит от направления их прихода в точку наблюдения. Величина и направление анизотропии характеризуется вектором плотности потока частиц

$$\mathbf{j} = \int_{4\pi} \frac{\mathbf{v}}{v} I d\Omega.$$

Интегрирование в этом выражении выполняется по направлениям вектора скорости частиц.

Во многих случаях величина анизотропии космических лучей невелика. Поэтому, учитывая только первые члены в разложении интенсивности по сферическим гармоникам, выражение для интенсивности можно представить в виде

$$I = I_0 + \frac{3\mathbf{j}\mathbf{v}}{4\pi v}, \quad (7.1)$$

где I_0 – средняя по всем направлениям интенсивность. Это выражение можно записать в виде

$$I = I_0(1 + a \cos\theta), \quad (7.2)$$

где θ – угол между направлением прихода космических лучей в точку наблюдения и вектором потока \mathbf{j} ,

$$a = \frac{3j}{4\pi I_0} \quad (7.3)$$

– коэффициент анизотропии.

Плотность потока падающих на площадку единичной площади частиц из полусферы направлений $0 < \theta < \pi/2$

$$F = \int_{2\pi} I \cos\theta d\Omega$$

в случае изотропного углового распределения частиц равна $F = \pi I$.

Интенсивность космических лучей, определенная в результате многочисленных экспериментов, показана на рис. 7.1. Это так называемый спектр всех частиц, включающий при данной кинетической энергии вклад частиц (ядер) всех сортов. Особенности спектра космических лучей являются результатом действия трех факторов: 1) процесса ускорения частиц в астрофизических объектах, которые являются источниками космических лучей; 2) процесса распространения космических лучей в космической среде от источников до наблюдателя (т.е. до солнечной системы); 3) процесса распространения космических лучей в гелиосфере.

Основной особенностью спектра космических лучей является степенная форма зависимости их интенсивности от энергии

$$I \propto \varepsilon^{-\gamma}.$$

Показатель спектра равен

$$\gamma = 2.7 \text{ при } \varepsilon_k < \varepsilon_{\text{кnee}} = 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ} \text{ и } \gamma = 3.1 \text{ при } \varepsilon_k > \varepsilon_{\text{кnee}}.$$

При энергии $\varepsilon_{\text{кnee}} = 3 \cdot 10^{15}$ эВ, спектр космических лучей испытывает излом, так что при $\varepsilon_k > \varepsilon_{\text{кnee}}$ зависимость $I(\varepsilon)$ становится более крутой. Эту особенность спектра принято называть «колено». Существование излома в энергетическом спектре космических лучей было установлено в 1956 г. в экспериментах, выполненных в Московском государственном уни-

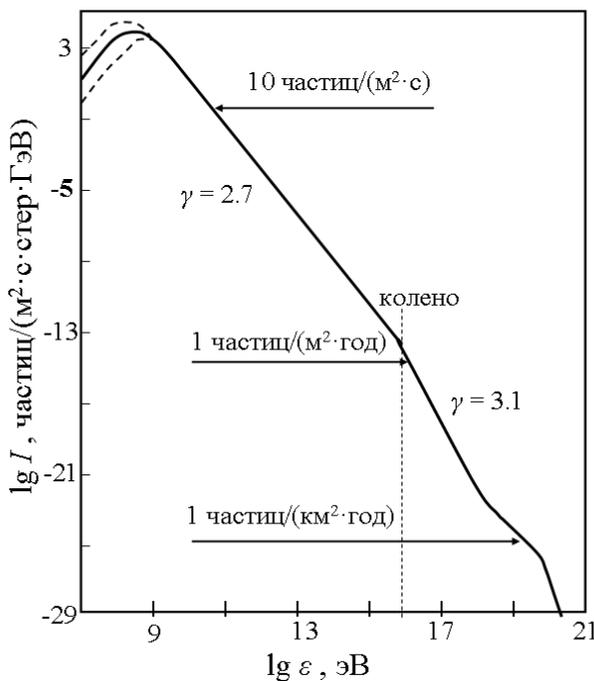


Рис. 7.1. Интенсивность космических лучей как функция их кинетической энергии. Пунктирными линиями показана интенсивность, соответствующая эпохам минимума и максимума солнечной активности. Для трех значений энергии указаны величины интегральной интенсивности космических лучей.

верситете под руководством Г.Б. Христиансена. Энергия $\varepsilon_{\text{кnee}}$ связана со значением предельной энергии частиц, генерируемых в галактических источниках космических лучей — остатках сверхновых.

Степенной спектр космических лучей простирается вплоть до энергии $\varepsilon_{\text{max}} \approx 5 \cdot 10^{19}$ эВ. При энергиях $\varepsilon > \varepsilon_{\text{max}}$ интенсивность космических лучей $I(\varepsilon)$ отклоняется от степенной зависимости и спадает с увеличением энергии очень быстро, квазиэкспоненциально. Поэтому содержание частиц с энергиями $\varepsilon > 10^{20}$ эВ в спектре космических лучей близко к нулю. Эта особенность возникает за счет больших энергетических потерь, которые испытывают частицы с энергией $\varepsilon > \varepsilon_{\text{max}}$ при их взаимодействии с заполняющим всю Вселенную микроволновым реликтовым излучением, когда источники этих частиц расположены за пределами Галактики на большом расстоянии $d > 100$ Мpc. Наличие экспоненциального обрыва в наблюдаемом спектре космических лучей свидетельствует о том, что наиболее высокоэнергичные космические лучи имеют внегалактическое происхождение, т.е. они порождены внегалактическими объектами. Степенной характер спектра космических лучей нарушается также в области низких энергий $\varepsilon_k < 10$ ГэВ. Основным фактором, создающим эту особенность, является *модулирующее воздействие* солнечного ветра. Радиально расширяющиеся потоки солнечного ветра с вмороженными магнитными полями «выметают»

частицы космических лучей, препятствуя их проникновению из межзвездной среды в гелиосферу. В результате этого воздействия в гелиосфере создается положительный радиальный градиент интенсивности космических лучей: интенсивность растет с ростом гелиоцентрического расстояния. Величина модулирующего воздействия зависит от энергии космических лучей: оно является существенным только при энергиях $\varepsilon_k < 10$ ГэВ и растет с уменьшением энергии. Модуляция потока космических лучей солнечным ветром меняется в цикле солнечной активности: оно максимально в эпоху максимума и минимально в эпоху минимума солнечного цикла. Вследствие этого наблюдаемая у Земли интенсивность космических лучей меняется в цикле солнечной активности, достигая максимальных (минимальных) значений в эпоху минимума (максимума) солнечного цикла. Поскольку все измерения интенсивности космических лучей выполнены в гелиосфере, точная форма их спектра в области энергий $\varepsilon_k < 1$ ГэВ за пределами гелиосферы, т.е. в межзвездной среде, достоверно неизвестна.

Плотность интегрального потока космических лучей с энергиями $\varepsilon_k > 10$ МэВ и плотность их энергии составляют

$$F_c \approx 1 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \quad \text{и} \quad E_c = \int \varepsilon_k n(\varepsilon_k) d\varepsilon_k \approx 0.5 \frac{\text{эВ}}{\text{см}^3}$$

соответственно. Космические лучи заполняют весь объем Галактики приблизительно равномерно. Плотность энергии космических лучей E_c сравнима по величине с другими формами энергии, присутствующими в межзвездной среде: тепловой энергией межзвездного газа и энергией магнитного поля.

Угловое распределение космических лучей является еще одной важной их характеристикой. В простейшем случае, когда на пути от источника до наблюдателя частицы космических лучей не испытывают заметного влияния среды, наблюдатель будет фиксировать приход частиц из отдельных выделенных направлений, соответствующих местоположению их источников, как это наиболее часто реализуется в случае электромагнитного излучения. Однако в действительности наблюдаемое угловое распределение космических лучей близко к изотропному: коэффициент анизотропии не превышает величину $a = 10^{-2}$ для области энергий $\varepsilon_k < 10^{17}$ эВ. Именно это обстоятельство делает проблему происхождения космических лучей, состоящую в идентификации источников космических лучей и механизмов их генерации, очень сложной. Причиной высокой степени изотропии космических лучей является галактическое магнитное поле, которое в значительной степени искривляет их траектории движения, приводя, в конечном счете, к тому, что характер распространения космических лучей становится диффузионным. Многочисленные случайные изменения направления движения частиц космических лучей на пути от источника до наблюдателя приводят к тому, что наблюдатель фиксирует почти полное отсутствие анизотропии их углового распределения. Исключением могут являться частицы предельно высоких энергий $\varepsilon \gg 10^{17}$ эВ, для которых искривление траекторий мало, вследствие чего в этой области энергии может наблюдаться большая анизотропия.

Также как водород в космическом веществе, протоны являются преобладающей компонентой в космических лучах. Сравнение химического (массового) состава космических лучей с составом вещества Вселенной, приведенное в Таблице 3, показывает их общее сходство: с ростом порядкового номера элементов их относительное содержание в обоих случаях снижается. Это говорит о том, что космические лучи возникли из обычного космического вещества. Количественное различие в составах космических лучей и вещества возникает из-за того, что процессы ускорения и распространения космических лучей чувствительны к величине массы и заряда частиц.

Легкие элементы Li, Be, B, как видно из Таблицы 3, представляют собой исключение из такого соответствия. В космическом веществе содержание этих элементов крайне мало за счет того, что эти элементы быстро сгорают в термоядерных реакциях в недрах

звезд. В космических лучах относительное содержание легких элементов более чем на пять порядков превышает их содержание в веществе.

Таблица 3

Относительное содержание групп химических элементов в космических лучах и в веществе Вселенной

Заряд ядра Z	Космические лучи	Вещество Вселенной
1	10000	10000
2	720	1600
3-5	15	0.0001
6-9	52	14
≥ 10	19	6

Объясняется этот факт тем, что ядра легких элементов в составе космических лучей имеют вторичное происхождение: они образовались в результате фрагментации более тяжелых ядер C, N, O, возникающей при их столкновениях с атомами межзвездной среды в процессе распространения от источника к наблюдателю. Поскольку количество таких столкновений пропорционально времени пребывания частиц в Галактике, это время может быть определено из наблюдаемого соотношения интенсивностей легких (Li, Be, B) и средних (C, N, O) ядер.

Помимо ядер химических элементов в составе космических лучей присутствуют также электроны. При этом, количество электронов примерно в 100 раз меньше, чем протонов, а их спектр из-за влияния синхротронных потерь оканчивается при энергии $\varepsilon \sim 10$ ТэВ.

В составе космических лучей зарегистрировано небольшое количество позитронов и *антипротонов*. Они, в основном, имеют вторичное происхождение: они рождаются в результате ядерных столкновений протонной компоненты космических лучей с атомами среды.

Самые малые и самые большие энергии частиц космических лучей различаются более чем в 10^{14} раз. С помощью однотипной аппаратуры невозможно исследовать такой огромный диапазон энергий. Поэтому для изучения космических лучей используется большое разнообразие методов и приборов. Прямые и наиболее надежные измерения проводятся за пределами земной атмосферы с помощью детекторов, установленных на баллонах, либо на космических аппаратах. Существующие ограничения по весу и размерам аппаратуры, а также по длительности полетов делают доступными для таких измерений область энергий $\varepsilon < 10^{14}$ эВ.

Для изучения космических лучей с энергиями выше 10^{14} эВ используется свойство частиц высоких энергий порождать ливни вторичных частиц в земной атмосфере. Ливень включает в себя ядерный каскад, состоящий из протонов, нейтронов и пионов, а также электромагнитный каскад, состоящий из электронов, позитронов и гамма-квантов. Каскады в атмосфере, вызываемые частицами больших энергий и занимающие обширные площади, получили название широких атмосферных ливней. Они были открыты французским физиком П. Оже (1938 г.). Количество частиц в ливне, порожденном частицей с энергией ε , на уровне моря составляет $N \sim \varepsilon / (10 \text{ ГэВ})$. Так, например, частица с энергией $\varepsilon = 10^{16}$ эВ порождает около 10^6 вторичных частиц, распределенных на большой площади: около половины этих частиц падают на площадь радиуса $r \approx 100$ м, остальные распределены по значительно большей площади. Хотя поток космических лучей при высоких энергиях мал, большие размеры ливня вторичных частиц позволяют осуществлять их надежную регистрацию с помощью установок, состоящих из коррелировано работающих детекторов, расположенных на достаточно большой площади. Такие установки называются

установками широких атмосферных ливней. Как следует из рис. 7.1, установка общей площадью 1 км^2 способна зарегистрировать за год около 10^6 частиц с энергией $\varepsilon \approx 10^{15}$ эВ. Для надежной регистрации ливня необходимо одновременное срабатывание нескольких детекторов установки, что достигается размещением детекторов на расстояниях $d \approx 100$ м.

Для регистрации космических лучей с энергией $\varepsilon \approx 10^{19}$ эВ требуются установки гораздо больших размеров – с площадью не менее 10 км^2 . Для исследований в области $\varepsilon \approx 10^{20}$ эВ используются установки общей площади более 10^3 км^2 . При этом отдельные детекторы установки размещаются на расстояниях $d \approx 1$ км.

Космические лучи, о которых до сих пор шла речь, принято также называть галактическими, чтобы отличать их от популяций высокоэнергичных частиц, генерация которых наблюдается в ряде областей гелиосферы. Галактические космические лучи производятся за пределами гелиосферы. Высокоэнергичные частицы, произведенные в гелиосфере, иногда тоже называют космическими лучами. В периоды времени, когда в точку наблюдения приходят потоки надтепловых частиц, произведенных в гелиосфере, суммарная интенсивность космических лучей испытывает значительные вариации, возрастая в несколько раз, а в отдельные периоды – в тысячи раз. Такого рода эффекты наблюдаются в области энергий $\varepsilon_k < 10$ ГэВ. Генерации частиц более высоких энергий $\varepsilon_k > 10$ ГэВ в гелиосфере практически не наблюдается.

Наиболее ярким примером протекания интенсивных процессов генерации высокоэнергичных частиц в гелиосфере являются *солнечные космические лучи* – потоки заряженных частиц, ускоренных до высоких энергий в атмосфере Солнца во время солнечных вспышек.

У орбиты Земли солнечные космические лучи наблюдаются в виде внезапных резких повышений интенсивности космических лучей на квазистационарном фоне галактических космических лучей. Временной профиль возрастных интенсивности имеет вид несимметричной кривой с быстрым (время Δt_1) нарастанием и медленным (в течении времени $\Delta t_2 \gg \Delta t_1$) спадом. Для частиц с энергией $\varepsilon_k > 0.1$ ГэВ время нарастания приблизительно равно времени свободного распространения частиц $\Delta t_1 \sim 10$ мин, а время спада Δt_2 варьируется в пределах от нескольких часов до 1 сут. Частицы столь высоких энергий не испытывают заметного влияния солнечного ветра при их распространении, особенно на фазе нарастания их интенсивности. При уменьшении энергии частиц времена нарастания и спада увеличиваются, так что при энергиях $\varepsilon_k \ll 0.1$ ГэВ время нарастания $\Delta t_1 \approx 1.5$ сут приблизительно равно времени распространения солнечного ветра от Солнца до Земли, а время спада $\Delta t_2 \approx 10$ сут.

Массовый состав солнечных космических лучей в основном соответствует составу солнечного вещества, хотя часто наблюдается аномально большое содержание некоторых изотопов, например, изотопов гелия ^3He .

Общее энергосодержание солнечных космических лучей составляет заметную долю (около 10 %) полной энергии солнечной вспышки и в отдельных случаях достигает величины 10^{32} эрг.

Механизм формирования потоков солнечных космических лучей не до конца ясен. Физически наиболее возможными представляются две возможности: 1) импульсное преобразование энергии магнитного поля активных областей во внутреннюю энергию плазмы, в том числе, в энергию солнечных космических лучей; 2) ускорение заряженных частиц ударными волнами, образующимися в солнечной короне выбросами сгустков вещества из активных областей. Имеющиеся данные позволяют предположить, что реализуются оба механизма, что приводит к существованию двух классов солнечных событий, которые отличаются длительностью и массовым составом. Так называемые *импульсные возрастания* солнечных космических лучей, отличающиеся короткой длительности (несколько часов) и аномально высоким содержанием изотопов ^3He и электронов, генерируются в результате

солнечных вспышек за счет энергии магнитного поля. *Постепенные возрастания*, имеющие существенно большую длительность (несколько суток) и нормальный (солнечный) массовый состав, видимо изначально генерируются ударными волнами в солнечной короне.

Интенсивные потоки солнечных космических лучей представляют собой фактор опасности для экипажей и оборудования космических аппаратов. Они сравнительно легко проникают через обшивку космического корабля и оказывают негативные воздействие на здоровье космонавтов и работу электронных устройств. Поэтому разработка методов прогноза потоков солнечных космических лучей представляет собой практически важную проблему.

Еще одной популяцией космических лучей, генерация которой осуществляется в гелиосфере, является так называемая *аномальная компонента космических лучей* (или *аномальные космические лучи*). Энергетический спектр аномальных космических лучей ограничен энергией 100 МэВ/нуклон. Название этой популяции происходит от того, что ее массовый (химический) состав значительно отличается от состава галактических космических лучей. Образование аномальной компоненты связано с проникновением в гелиосферу из окружающей межзвездной среды нейтральных атомов различных химических элементов, в основном водорода, гелия, углерода и кислорода. Солнечный ветер не оказывает влияния на движение нейтральных частиц, поэтому атомы, движущиеся из межзвездной среды в направлении Солнца, способны достичь самых внутренних областей гелиосферы. По мере приближения атомов к Солнцу растет вероятность их фотоионизации солнечным излучением и ионизации в процессе их перезарядки в столкновениях с протонами солнечного ветра. Ионизованные атомы подвергаются воздействию электромагнитных полей солнечного ветра, за счет чего они приобретают направленную скорость, равную скорости солнечного ветра w , и выносятся во внешние области гелиосферы. На границе гелиосферы эти ионы подвергаются ускорению предположительно на фронте гелиосферной ударной волны. С ростом энергии ионов растет их проникающая способность, поэтому заметная часть ускоренных ионов с достаточно большой энергией способна диффузионно проникнуть во внутреннюю гелиосферу вплоть до орбиты Земли, где эти частицы наблюдаются как аномальные космические лучи.

7.2. Взаимодействие космических лучей с магнитным полем Земли

Магнитное поле является основным фактором, определяющим характер распространения высокоэнергичных заряженных частиц, каковыми являются космические лучи. В однородном магнитном поле заряженная частица движется по спирали, причем в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, она описывает окружность радиуса

$$\rho_B = \frac{p_{\perp} c}{ZeB}, \quad (7.4)$$

который называется гирорадиусом. Здесь p_{\perp} перпендикулярная к магнитному полю компонента импульса частицы, Ze заряд частицы, e – заряд протона. Для оценки радиуса кривизны ультрарелятивистской частицы, для которой $\varepsilon_k \gg mc^2$, вместо $p_{\perp} c$ можно использовать энергию частицы ε . В этом случае выражение для гирорадиуса частицы можно представить в виде

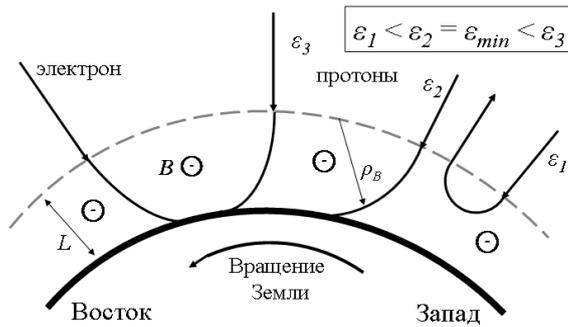


Рис. 7.2. Траектории электрона и протонов с разными значениями энергии в геомагнитном поле (область геомагнитного экватора, вид со стороны северного географического полюса). ε_{min} – минимальная энергия, при которой протон, движущийся перпендикулярно поверхности Земли, способен достичь ее поверхности. Протоны отклоняются магнитным полем Земли к востоку, а электроны – к западу.

$$\rho_B = \frac{1}{300Z} \left(\frac{\varepsilon}{1 \text{ эВ}} \right) \left(\frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^{-1} \text{ см.} \quad (7.5)$$

Магнитное поле Земли оказывает влияние на движение частиц космических лучей при их распространении из внешних областей космического пространства к поверхности Земли. Основные проявления этого влияния можно понять, основываясь на весьма упрощенной модели. Поскольку магнитное поле Земли довольно быстро убывает с удалением от ее поверхности, для грубых оценок его можно представить в виде однородного поля, сосредоточенного в пределах прилегающего к поверхности Земли слоя толщиной $L = 0.2R_E$ (см. рис. 7.2). Напряженность магнитного поля можно принять равной его значению в области геомагнитного экватора: $B = B_{Ee} = \mu_E/R_E^3$. Выбор значения $L = 0.2R_E$ оправдан тем, что напряженность магнитного поля Земли при переходе от $r = R_E$ к $r = 1.2R_E$ уменьшается почти в два раза. Поэтому можно предполагать, что основное воздействие на движущиеся к Земле частицы космических лучей оказывается магнитным полем в области $R_E < r < 1.2R_E$, где оно наиболее сильное.

Движущиеся по направлению к поверхности Земли протоны отклоняются магнитным полем к востоку, а электроны – к западу. Поскольку положительно заряженные частицы должны приходиться в точку наблюдения, расположенную на поверхности Земли, преимущественно с запада, а отрицательно заряженные частицы – с востока, то сравнивая интенсивности космических лучей, приходящих с востока и с запада, можно определить знак заряда частиц космических лучей. Этот, так называемый *азимутальный эффект*, был установлен в 40-х годах прошлого века: измерения, выполненные в экваториальных областях Земли, показали, что интенсивность космических лучей, приходящих в точку наблюдения с запада, почти вдвое превышает интенсивность, отвечающую восточным направлениям. Тем самым было установлено, что частицы космических лучей заряжены преимущественно положительно.

Если энергия протона недостаточно велика $\varepsilon < \varepsilon_{min}$, они неспособны достичь поверхности Земли из-за отклоняющего влияния магнитного поля. Только частицы с достаточно большими энергиями $\varepsilon > \varepsilon_{min}$ способны достичь поверхности Земли. Значение минимальной (предельной) энергии протонов, достигающих поверхности Земли, определяется из условия

$$\rho_B(\varepsilon_{min}) = L.$$

Отсюда получаем

$$\varepsilon_{min} = 300BL \text{ эВ.}$$

Подставляя в это выражение значения B и L , получаем

$$\varepsilon_{min} = 12 \text{ ГэВ.}$$

Это значение *предельной* (минимальной) энергии космических лучей, полученное столь приближенным образом, довольно близко к точному значению $\varepsilon_{min} = 15$ ГэВ. Учет зависимости магнитного поля Земли от геомагнитной широты приводит к значению *предельного импульса* протонов, как функции геомагнитной широты:

$$p_{min} = p_0 \cos^4 \lambda_m, \quad (7.6)$$

где $p_0 = 15$ ГэВ/с.

Как следует из выражения (7.6) суммарная интенсивность космических лучей на поверхности Земли меняется с геомагнитной широтой в соответствии с выражением

$$I(\lambda_m) = I(>p_{min}).$$

Измерение зависимости интенсивности космических лучей от геомагнитной широты позволило определить энергетический спектр космических лучей в области энергий 1-20 ГэВ задолго до того, как стало возможным экспериментально измерять спектр космических лучей за пределами земной магнитосферы.

Космические лучи, попадая в атмосферу, передают свою энергию атомам атмосферы и вызывают в ней различные химические превращения. Особенно значительно воздействие космических лучей на озоновый слой, расположенный на высоте около 20 км. Увеличение потоков проникающих на эти высоты космических лучей приводит к понижению концентрации озона. Поскольку озоновый слой предохраняет биосферу от губительного воздействия ультрафиолетового излучения Солнца, приходим к выводу о том, что магнитное поле Земли, препятствуя проникновению космических лучей к поверхности Земли, играет важную защитную для биосферы роль.

7.3. Взаимодействие космических лучей с атмосферой Земли

Вторгаясь в атмосферу Земли, космические лучи сталкиваются с атомными ядрами наиболее распространенных в атмосфере элементов – азота и кислорода – и порождают *каскадный процесс* (рис. 7.3), в котором участвуют все известные элементарные частицы. Принято измерять путь, пройденный частицей космических лучей в атмосфере, количеством вещества (в граммах) X , заключенного в столбе сечением 1 см^2 , ориентированного вдоль пройденного частицей пути ds :

$$dX = \rho ds.$$

Здесь ρ – плотность вещества атмосферы. Это, в частности, означает, что после прохождения толщи атмосферы X в пучке протонов (космических лучей) с первоначальной интенсивностью I_0 количество протонов, не испытавших столкновения, равно

$$I = I_0 \exp(-X/l)$$

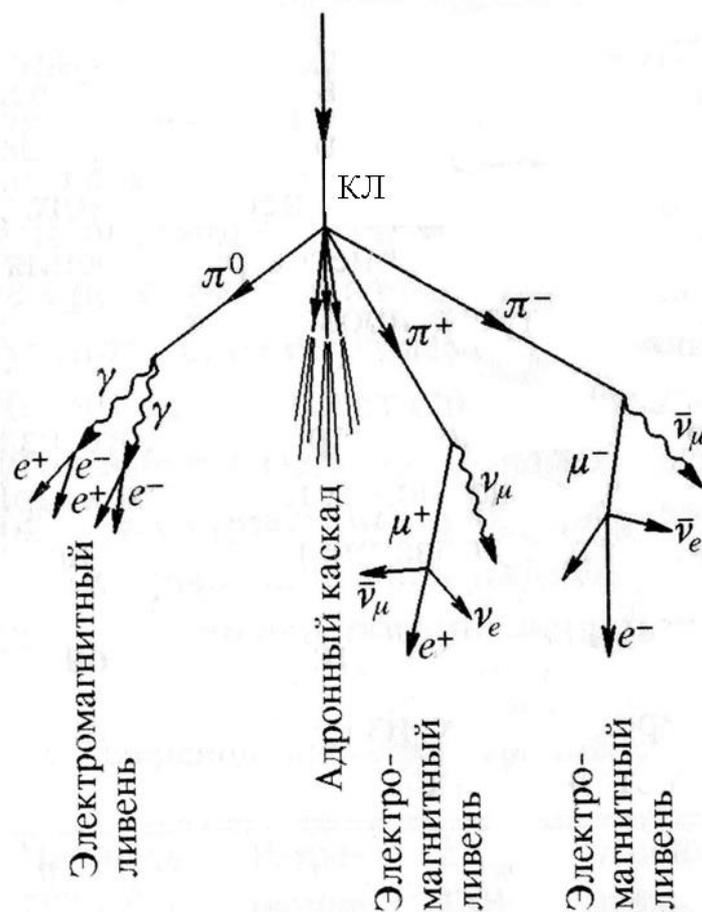
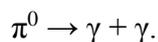


Рис. 7.3. Различные компоненты ливня вторичных частиц, порождаемых при взаимодействии частицы космических лучей (КЛ) с атмосферой Земли.

где l – длина свободного пробега протона в веществе атмосферы. Для протонов длина пробега в воздухе составляет $l \approx 70$ г/см², для ядер гелия $l \approx 25$ г/см², для более тяжелых ядер пробег еще меньше. Первое столкновение протоны испытывают на глубине $X \approx l \approx 70$ г/см², которая соответствует высоте 20 км над уровнем моря. Толщина атмосферы составляет 10³ г/см², что соответствует примерно 15 ядерным пробегам протонов. Отсюда следует, что вероятность достичь поверхности Земли, не испытав столкновений, для частиц космических лучей ничтожно мала.

Протон-ядерное взаимодействие приводит к рождению новых частиц: π -мезонов (пионов), нуклонов, K -мезонов и др. Так же как и первичные частицы космических лучей, эти продукты высокоэнергетических реакций участвуют в дальнейших адронных взаимодействиях до тех пор, пока средняя энергия на одну частицу не упадет ниже уровня, необходимого для рождения пионов, т.е. примерно до 1 ГэВ. Эта цепочка реакций носит название *адронного ливня* (или каскада).

Помимо возможности участия в последующих взаимодействиях, новые частицы рождаются в результате распада образованных ранее нестабильных частиц. Так нейтральные пионы имеют время жизни $\tau = 1.78 \cdot 10^{-16}$ с и распадаются на два фотона:



Время жизни заряженных пионов составляет $\tau = 2.55 \cdot 10^{-8}$ с. Они распадаются на мюон и нейтрино:



Мюоны, в свою очередь, самопроизвольно распадаются по схеме



Время жизни покоящегося мюона составляет $\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}$ с. Движущийся мюон распадается в среднем за время $\tau' = \Gamma \tau$, где Γ – Лоренц-фактор мюона. Отсюда следует, что мюон с Лоренц-фактором $\Gamma = 30$ в среднем проходит до распада путь длиной $L \approx 20$ км. Поэтому почти все мюоны с энергиями ниже $\varepsilon \ll 10$ ГэВ распадаются в атмосфере, не достигнув поверхности Земли. Мюоны же с энергиями $\varepsilon > 10$ ГэВ практически все достигают поверхности Земли и проходят некоторую толщину вещества земной породы до их замедления и последующего распада.

Фотоны высоких энергий при взаимодействии с атомными ядрами порождают электрон-позитронные пары:



Образованные электроны и позитроны рождают фотоны за счет тормозного излучения. Ре-

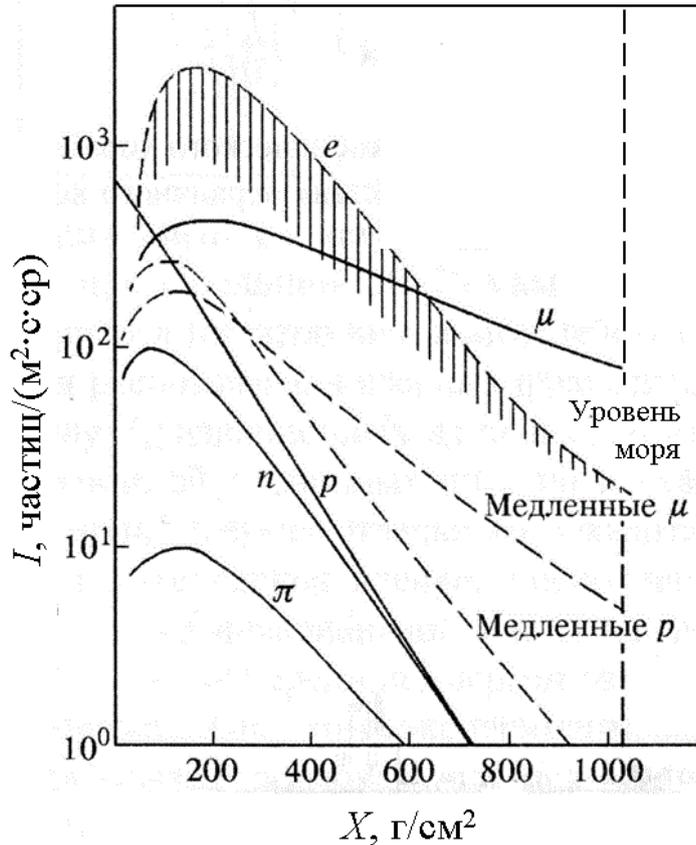


Рис. 7.4. Интенсивность частиц ливня (электронов, мюонов, протонов, нейтронов и пионов), порожденного протоном с энергией 10 ТэВ как функция глубины атмосферы.

зультатом совокупности описанных процессов является *электромагнитный ливень* или каскад (рис. 7.3).

Таким образом, ливень вторичных частиц, порождаемый высокоэнергичной частицей космических лучей в атмосфере, включает три компоненты: *электромагнитную*, *мюонную* и *адронную*. Сразу после первого взаимодействия происходит быстрое мультипликативное расширение ливня. Максимальный размер ливня (по числу частиц), порожденного протоном с энергией 10^{16} эВ, достигается на глубине атмосферы $X_{\max} \approx 500$ г/см², что соответствует высоте $h \approx 5,5$ км над уровнем моря. Эта высота слабо (логарифмически) зависит от энергии первичной частицы: чем больше энергия частицы, тем глубже в атмосфере лежит максимум ливня. Впоследствии энергии все большего числа частиц ливня становятся меньше порогового значения, необходимого для рождения новых частиц, что ведет к уменьшению размера ливня (по числу частиц в нем).

При энергии выше нескольких десятков ТэВ поток космических лучей становится слишком малым для использования прямых методов их детектирования. При столь высоких энергиях изучение характеристик космических лучей основано на детектировании частиц ливня, который принято называть *широким атмосферным ливнем*. Распределение частиц ливня, порожденного протоном космических лучей с энергией 10 ТэВ, по глубине атмосферы показано на рис. 7.4.

Ядерный (адронный) каскад сравнительно быстро затухает в атмосфере. Поэтому на уровне моря ливень содержит небольшое количество ядерно-активных частиц (протонов, нейтронов, пионов). Большая часть энергии ливня содержится в электронно-фотонной (электроны, позитроны, гамма-кванты) и мюонной компонентах. В первом приближении можно считать, что на каждую частицу ливня приходится около 2 ГэВ энергии первичной частицы. Поэтому подсчет числа частиц ливня дает достаточно точную оценку энергии первичной частицы, вызвавшей ливень. Поскольку частицы ливня движутся почти с одинаковой скоростью, близкой к скорости света, в каждый текущий момент времени основная их часть сосредоточена в так называемом диске ливня – относительно тонкой (толщина менее 1 км) области, симметричной относительно оси ливня – направления прихода первичной частицы, породившей ливень (рис. 7.5). При этом основная часть частиц ливня сосредоточена на расстояниях менее 100 м от оси ливня. С увеличением расстояния от оси плотность частиц ливня быстро спадает. Однако она остается достаточно большой, чтобы ее можно было зарегистрировать, вплоть до расстояний около 1 км. Мюоны с достаточно высокой энергией ~ 1 ТэВ проникают в грунт на глубину около 3 км. Благодаря этому они могут изучаться с помощью подземных детекторов. Нейтрино, участвующие только в слабых взаимодействиях, практически беспрепятственно проходят сквозь весь земной шар. Только эти частицы могут быть причиной редких процессов высокой энергии на глубинах свыше 5 км под поверхностью Земли.

Для детектирования широких атмосферных ливней используются три основных метода:

- 1) регистрация частиц ливня (чаще всего – частиц электронно-фотонной и мюонной компонент) с помощью системы коррелированно работающих детекторов, контролирующей площадь от 1 км² до тысяч км²;
- 2) регистрация мюонов и нейтрино в подземных лабораториях;
- 3) регистрация черенковского излучения.

Черенковское излучение (или излучение Вавилова-Черенкова) – электромагнитное излучение, которое испускается частицей, скорость которой превышает значение $v = c/n$, где n – коэффициент преломления вещества, в котором движется частица (см. п.3.6.4). При стандартном атмосферном давлении показатель преломления воздуха описывается выражением

$$n = 1 + 0.00029 \exp(-h/H),$$

где h – высота над уровнем моря, $H = 7.5$ км – высота однородной атмосферы.

Энергия частицы с массой m , движущейся со скоростью $v = c/n$, равна

$$\varepsilon_{th} = \frac{mc^2}{\sqrt{2(n-1)}}.$$

Отсюда следует, что черенковское излучение испускается частицами, энергия которых ε превышает пороговую энергию ε_{th} . На высоте $h = H$ пороговая энергия электронов составляет $\varepsilon_{th} = 35$ МэВ, тогда как на уровне моря $\varepsilon_{th} = 21$ МэВ. Порог мюонов на уровне моря равен $\varepsilon_{th} = 4.3$ ГэВ. Поэтому практически все частицы широкого атмосферного ливня дают вклад в черенковское излучение.

Интенсивное черенковское излучение ожидается для направлений, составляющих угол $\theta < 10^\circ$ с осью ливня. Первичный протон с энергией 1 ТэВ порождает в атмосфере около 10^6 фотонов, которые можно зарегистрировать с помощью фотоумножителей в безлунную ночь.

При энергиях протонов космических лучей выше 50 ТэВ значительная часть вторичных частиц достигает поверхности Земли, поэтому становится возможным их прямое детектирование. Ливень от первичной частицы с энергией 100 ТэВ на высоте около 1500 м содержит примерно 30 000 электронов и позитронов, а также около 1000 мюонов.

Для изучения широких атмосферных ливней используются установки, состоящие из большого количества (обычно более 100) детекторов, размещенных на обширной территории, площадью от 1 км² до 1000 км² на расстояниях от 100 м до 1 км друг от друга (рис. 7.5). Чем больше площадь установки, тем выше предельная энергия космических лучей, которые можно надежно регистрировать. Так для изучения космических лучей предельно высокой энергии $\epsilon \sim 10^{20}$ эВ требуются установки, контролирующие площадь порядка 1000 км².

Информация о направлении и энергии первичной частицы извлекается из анализа развития ливня во времени и выделенной в различных детекторах установки для регистра-

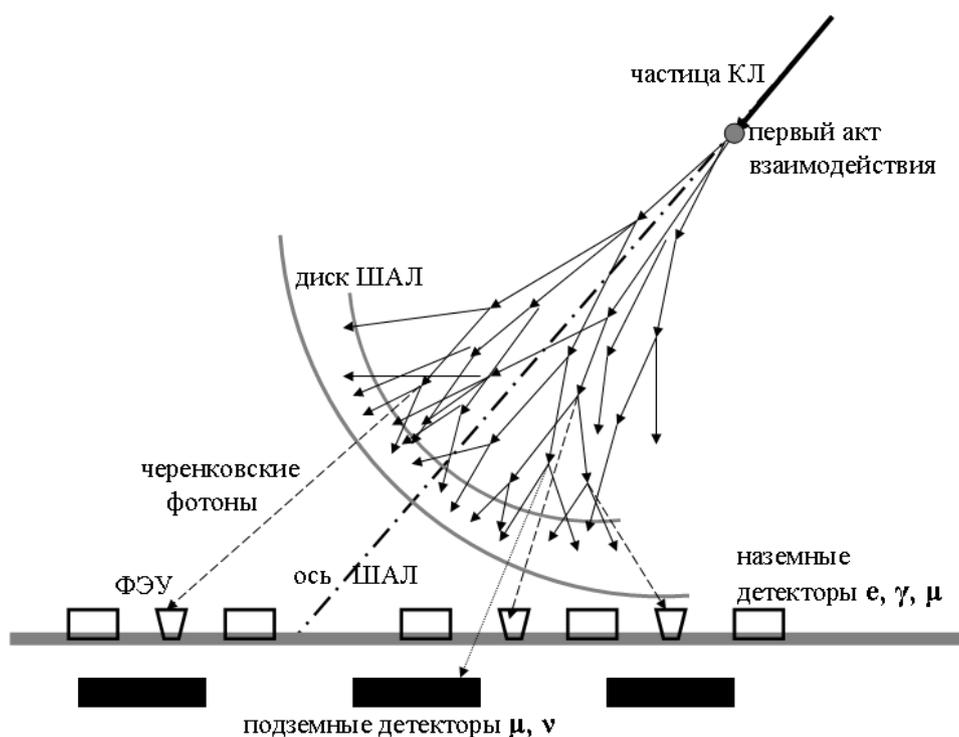


Рис. 7.5. Широкий атмосферный ливень (ШАЛ), порожденный высокоэнергичной частицей космических лучей (КЛ). Установка ШАЛ, предназначенная для изучения КЛ сверхвысоких энергий, включает наземные детекторы электронно-фотонной и мюонной компонент, фотозлектрические умножители (ФЭУ) для регистрации черенковского излучения и подземные детекторы для регистрации мюонов высокой энергии и нейтрино.

ции широких атмосферных ливней. Состав космических лучей можно определить на основе отношения числа мюонов к числу электронов в ливне. При этом для регистрации мюонной компоненты используются детекторы, расположенные под некоторой толщиной земного вещества.

Помимо этого состав космических лучей можно изучать, определяя в эксперименте глубину максимума ливня X_{max} . Ливень, порожденный протоном, имеет большую глубину

X_{max} по сравнению с ливнем, порожденным ядром с массовым числом A , поскольку ядро с $A > 1$ и с энергией ε порождает ливень, тождественный взятым вместе A отдельным ливням от протонов с энергиями ε/A (например, ливень от ядра железа с энергией ε эквивалентен суперпозиции 56-ти ливней от протонов, имеющих энергию ε/A).

Регистрация черенковского излучения частиц ливня используется также при исследовании гамма-излучения сверхвысокой энергии (в области 0.1-10 ТэВ). Как и нейтрино высоких энергий, гамма-излучение сверхвысоких энергий используется для поиска источников космических лучей. Его регистрация осуществляется с помощью бурно развивающейся техники черенковских или *гамма-телескопов* (рис. 7.6). Основная экспериментальная трудность детектирования гамма-квантов таким способом обусловлена тем, что необходимо отличать атмосферные ливни, индуцированные гамма-квантами, от ливней, вызванных протонами космических лучей. Это связано с тем, что интенсивности гамма-излучения от реальных космических объектов сравнимы, а в большинстве случаев – значительно ниже, чем интенсивность космических лучей при тех же энергиях. Проблема решается с помощью детального определения пространственных характеристик детектируемых ливней. Поскольку эти характеристики несколько отличаются у ливней от протонов и гамма-квантов с одинаковой энергией, на практике удастся с вероятностью 99% отличить ливень, порожденный протоном, от ливня, вызванного гамма-квантом

На рис. 7.6 приведено изображение действующей системы гамма-телескопов HESS, расположенной в Намибии. Каждый из четырех оптических телескопов диаметром 12 м состоит из 382-х зеркал; один телескоп имеет диаметр 20 м. Камера, состоящая из 960-ти ФЭУ регистрирует черенковское излучение ливня и формирует его пространственное изображение. Наличие нескольких телескопов позволяет регистрировать один и тот же ливень с разных направлений, что дает возможность более надежно различать ливни от протонов и гамма-квантов. После введения в строй установки HESS в 2005 г. количество открытых источников гамма-излучения сверхвысокой энергии выросло более чем на порядок: сегодня их более ста. Среди галактических источников гамма-излучения – несколько остатков сверхновых звезд, внегалактических – активные галактические ядра. Этот факт в частности свидетельствует в пользу того, что именно эти два класса объектов формируют наблюдаемый спектр космических лучей.

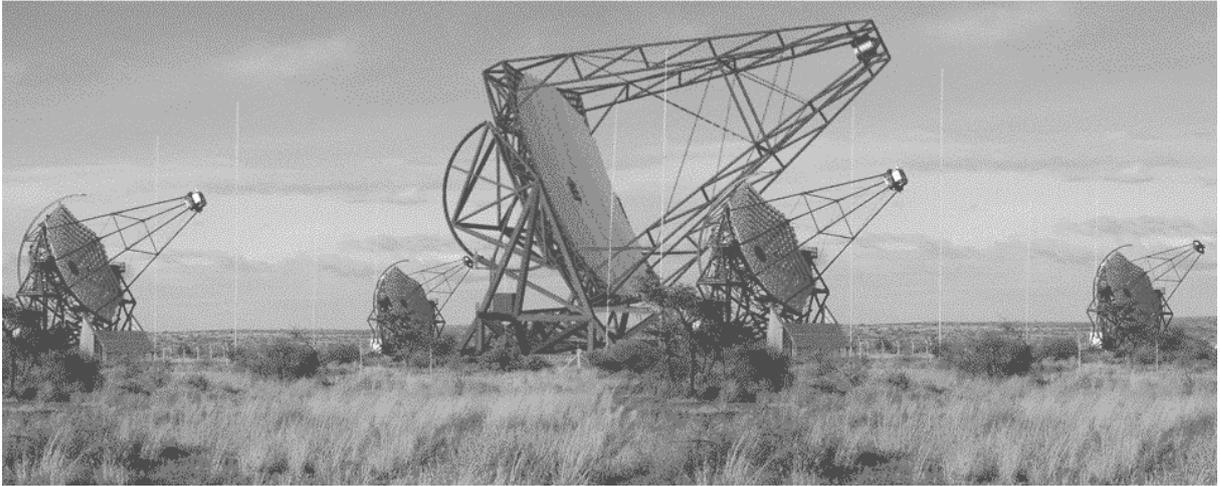


Рис. 7.6. Стереоскопическая система гамма-телескопов HESS (Намибия), предназначенная для регистрации гамма-квантов сверхвысокой энергии включает 4 телескопа с диаметром составного зеркала 12 м и один телескоп диаметра 28 м. Камера, состоящая из 960-ти ФЭУ, регистрирует черенковское излучение ливня, порожденного гамма-квантом в ночной атмосфере, и формирует его пространственное изображение.

7.4. Распространение космических лучей в межзвездной среде

Космическая (межпланетная, межзвездная или межгалактическая) среда представляет собой разреженную плазму с вмороженным магнитным полем. В качестве регулярного может рассматриваться магнитное поле, которое слабо меняется на пространственной длине, равной гирорадиусу частицы космических лучей. В космической среде наряду с регулярной, как правило, присутствует нерегулярная (случайная) компонента магнитного поля. Взаимодействие частицы с нерегулярностями магнитного поля приводит к изменениям направления ее движения, которые носят случайный характер. В итоге движение частиц приобретает характер случайных блужданий или диффузии.

Свидетельством того, что распространение космических лучей в межзвездной среде действительно носит характер диффузии, можно получить из содержания в них доли вторичных ядер. Поскольку в межзвездной среде, из которой тем или иным способом образуются космические лучи, легкие ядра (Li, Be, B) практически отсутствуют, в составе космических лучей они могут образоваться в результате фрагментации более тяжелых, средних ядер (C, N, O) в столкновениях с атомами среды. В простейшем случае, когда какое-то из легких ядер сорта s преимущественно образуется за счет фрагментации более тяжелых ядер определенного сорта p , уравнение баланса для концентрации легких ядер в Галактике n_s может быть записано в виде

$$\frac{n_s}{\tau_{esc}} = \sigma_{ps} c n_p n_g, \quad (7.7)$$

где n_p – концентрация первичных ядер, σ_{ps} – сечение фрагментации, n_g – концентрация атомов межзвездной среды, τ_{esc} – время пребывания космических лучей в объеме Галактики. Левая часть этого равенства представляет собой скорость потерь легких ядер за счет их выхода из Галактики, отнесенная к единичному объему, тогда как правая часть описывает скорость образования таких ядер. Равенство темпов потерь и генерации вытекает из того факта, что интенсивность космических лучей постоянна во времени.

Соотношение (7.7) позволяет выразить время пребывания космических лучей в Галактике через отношение концентраций вторичных и первичных ядер:

$$\tau_{esc} = \frac{1}{\sigma_{ps} c n_g} \left(\frac{n_s}{n_p} \right), \quad (7.8)$$

что, в свою очередь, позволяет определить среднюю длину пути, проходимую частицей за время ее нахождения в Галактике

$$L = \tau_{esc} c = \frac{n_s}{\sigma_{ps} n_p n_g}, \quad (7.9)$$

Галактика представляет собой диск радиуса $R_g = 15$ кпк и толщины $h_g = 300$ пк, в котором сосредоточены звезды и межзвездная среда (газ), имеющая среднюю концентрацию $n_g = 1 \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 7.7). Область, в которой удерживаются космические лучи, произведенные в Галактике, помимо диска включает также галактическое гало, размеры которого, главным образом – толщина $h_h \approx 20$ кпк, существенно больше размеров галактического диска. В гало имеется магнитное поле с напряженностью приблизительно равной напряженности поля в диске

$$B_{ISM} \sim 10^{-6} \text{ Гс}$$

Концентрация газа в гало существенно ниже, чем в диске. Поэтому средняя концентрация газа в объеме, в котором заключены космические лучи составляет

$$N = N_g h_g / h_h \approx 10^{-2} \text{ см}^{-3}.$$

Описанная выше ситуация приближенно реализуется для ядер бора (В), поскольку эти ядра преимущественно образуются при фрагментации ядер углерода (С), наиболее обильных в средней группе ядер. Используя наблюдаемое отношение содержания этих ядер в составе космических лучей

$$n_B / n_C \approx 0.1,$$

и значение сечения фрагментации $\sigma_{CB} \approx 3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$, получаем

$$\tau_{esc} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad L \approx 10^5 \text{ кпк}.$$

Видно, что средняя длина пути, проходимого частицей до ее выхода из Галактики намного превышает размер Галактики. Отсюда следует, что траектория частиц космических лучей

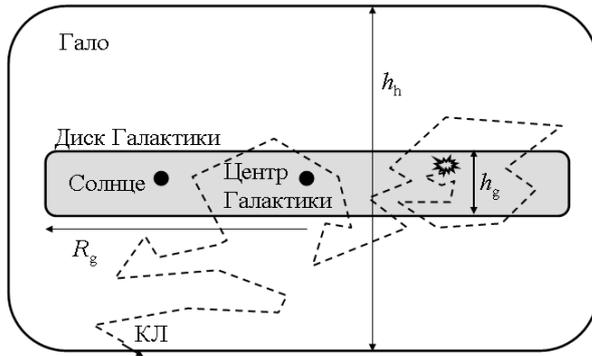


Рис. 7.7. Схематическая структура галактического диска и гало. Показаны толщина диска h_g и гало h_h , а также радиус диска R_g . Штриховой линией показана траектория частицы космических лучей, берущее свое начало в расположенном в диске источнике и заканчивающейся при выходе частицы за пределы Галактики.

сильно отличается от прямой линии, она в значительной степени искривлена и запутана. Это и означает, что распространение космических лучей носит характер диффузии.

Оцененное выше время удержания космических лучей в Галактике соответствует энергии космических лучей $\varepsilon_k/A = 2.5$ ГэВ/нуклон, для которой было использовано измеренное значение отношения содержания количества вторичных ядер к первичным. С увеличением энергии, как показывает эксперимент, это отношение меняется по закону

$$\frac{n_B}{n_C} \propto \left(\frac{\varepsilon_k}{Z} \right)^{-\mu}, \text{ где } \mu \approx 0.6,$$

а кинетическая энергия и зарядовое число Z относятся к одному (любому) типу ядер. Это ведет к зависимости времени удержания от энергии

$$\tau_{esc} \propto \left(\frac{\varepsilon_k}{Z} \right)^{-\mu}. \quad (7.10)$$

Как видно из этого соотношения, с ростом энергии космические лучи быстрее покидают Галактику.

Поскольку размер области, занятый частицами при их диффузионном распространении, связан со временем соотношением $r = (\kappa t)^{1/2}$, найденное время удержания космических лучей в Галактике позволяет определить коэффициент их диффузии

$$\kappa \approx 10^{29} \left(\frac{\varepsilon_k}{Z} \right)^{\mu} \text{ см}^2/\text{с}. \quad (7.11)$$

Время удержания космических лучей в Галактике определяет скорость потерь энергии, заключенной в космических лучах или светимость Галактики в форме космических лучей:

$$L_c = E_c / \tau_{esc}. \quad (7.12)$$

Здесь $E_c = V_g E_c$ – полная энергия, заключенная в космических лучах в Галактике, $V_g = \pi R_g^2 h_h$ – объем, в котором удерживаются космические лучи. Подставляя в выражение (7.12) значения E_c и τ_{esc} , получаем

$$L_c \approx 4 \cdot 10^{40} \text{ эрг/с.}$$

Единственным классом галактических объектов, которые обеспечивают темп энергопоступления в межзвездную среду $P > L_c$ являются вспышки сверхновых звезд, для которых $P_{SN} \approx 10^{42}$ эрг/с (см. п. 4.9). *Процесс регулярного ускорения заряженных частиц ударными волнами* (Г. Крымский, 1977) обеспечивает передачу требуемого количества энергии (около 10% энергии взрыва сверхновой) ускоренным космическим лучам. Эти и другие наблюдательные факты свидетельствуют о том, что основная доля наблюдаемых космических лучей производится в галактических остатках сверхновых.

Энергетическая зависимость (7.10) времени удержания космических лучей в Галактике накладывает ограничения на форму энергетического спектра космических лучей, производимых в источниках. Это ограничение непосредственно вытекает из уравнения баланса для концентрации космических лучей

$$n/\tau_{esc} = Q, \quad (7.13)$$

где Q – совокупный источник, обеспечивающий компенсацию «утечки» космических лучей из Галактики. Поскольку наблюдаемый спектр космических лучей имеет вид $n \propto \varepsilon^{-\gamma}$ с показателем $\gamma = 2.7$, источник должен иметь энергетическую зависимость $Q \propto \varepsilon^{-\gamma_s}$ с показателем спектра

$$\gamma_s = \gamma - \mu \approx 2.1. \quad (7.14)$$

Как следует из этого соотношения, спектр космических лучей, производимый в источниках, должен быть значительно более жестким по сравнению с наблюдаемым спектром. Процесс регулярного ускорения естественным образом удовлетворяет этому требованию.

Достаточно частые рассеяния космических лучей на неоднородностях магнитного поля делают их угловое распределение близким к изотропному. Это позволяет применять диффузионное приближение для описания их динамики. В рамках этого подхода дифференциальная по импульсу концентрация космических лучей

$$n(p) = \frac{dN}{dp},$$

как впервые было установлено Г. Крымским (1964), удовлетворяет уравнению переноса

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \kappa \nabla n - \nabla(\mathbf{w}n) + \frac{\nabla \mathbf{w}}{3} \frac{\partial(pn)}{\partial p}, \quad (7.15)$$

где учтено, что среда может испытывать упорядоченное движение со скоростью \mathbf{w} . Первые два члена в правой части описывают процессы диффузии и конвекции, аналогично обычной молекулярной диффузии. Третий член описывает изменение величины импульса (энергии) частиц в среде, которая подвергается локальному сжатию ($\nabla \mathbf{w} < 0$) или расширению ($\nabla \mathbf{w} > 0$):

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\nabla \mathbf{w}}{3} p. \quad (7.16)$$

Так, например, в области, занятой сверхзвуковыми потоками солнечного ветра, $\nabla \mathbf{w} > 0$ и частицы космических лучей непрерывно теряют здесь свою энергию. В пределах фронта ударной волны, напротив, $\nabla \mathbf{w} < 0$, поэтому быстрые заряженные частицы, пересекающие ударный фронт, наращивают энергию.

При необходимости правая часть уравнения переноса дополняется источником Q , описывающим появление (рождение) новых частиц данного сорта (например, рождение легких ядер за счет фрагментации более тяжелых ядер), либо членом L , описывающим исчезновение частиц или потерю ими энергии.

7.5. Распространение космических лучей в гелиосфере

Космические лучи, наблюдаемые во внутренней гелиосфере, где расположена земная орбита, есть результат их диффузионного распространения из окружающей гелиосферу межзвездной среды. Движущийся наружу солнечный ветер оказывает модулирующее влияние на величину наблюдаемого потока космических лучей. Это влияние может быть исследовано на основе уравнения переноса (7.15). Основной эффект можно выявить рассмотрев максимально упрощенную задачу: влияние стационарного солнечного ветра на суммарную концентрацию космических лучей

$$N = \int_0^{\infty} n dp.$$

Уравнение для N получается путем интегрирования всех его членов по импульсу, что в сферически симметричном случае в стационарных условиях дает

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa \frac{\partial N}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w N) = 0. \quad (7.17)$$

Здесь κ – коэффициент диффузии, усредненный соответствующим образом по спектру космических лучей, w – величина скорости солнечного ветра. Интегрирование членов этого уравнения, помноженных на r^2 , по радиальной переменной r от 0 до r дает

$$j_d + j_c = 0, \quad (7.18)$$

где

$$j_d = -\kappa \frac{\partial N}{\partial r} \quad \text{и} \quad j_c = wN \quad (7.19)$$

– величины диффузионного и конвективного потоков космических лучей соответственно. Решение уравнения (7.18) с граничным условием

$$N(r = \infty) = N_{ISM},$$

имеет вид

$$N(r) = N_{ISM} \exp\left(-\int_r^{\infty} \frac{w}{\kappa} dr\right), \quad (7.20)$$

где N_{ISM} – концентрация космических лучей в межзвездной среде. Если для простоты принять радиальный профиль скорости солнечного ветра в упрощенном виде

$$w(r) = w \text{ при } r < R_H \quad \text{и} \quad w(r) = 0 \text{ при } r > R_H,$$

а также предположить независящий от расстояния коэффициент диффузии κ , то решение примет вид

$$N = N_{ISM} \exp\left[-\frac{(R_H - r)w}{\kappa}\right] \text{ при } r < R_H \text{ и } N = N_{ISM} \text{ при } r > R_H. \quad (7.21)$$

Отсюда видно, что модулирующее воздействие солнечного ветра приводит к уменьшению концентрации космических лучей с уменьшением гелиоцентрического расстояния r . Величина модуляционного эффекта во внутренней гелиосфере ($r \ll R_H$) описывается фактором $\exp(-R_H w/\kappa)$, который, в свою очередь, зависит от величины безразмерного параметра

$$g = \frac{R_H w}{\kappa}. \quad (7.22)$$

Величину g принято называть *параметром модуляции*. Чем больше параметр модуляции, тем выше модулирующее воздействие солнечного ветра и тем ниже интенсивность космических лучей во внутренней гелиосфере.

Уравнение переноса (7.15) для дифференциальной концентрации космических лучей $n(r,p)$ в математическом отношении существенно более сложное по сравнению с рассмотренным выше уравнением (7.17). Поэтому, не прибегая к изложению решения этого уравнения, заметим, что радиальный профиль дифференциальной концентрации $n(r,p)$ (или дифференциальной по энергии концентрации $n(r,\varepsilon_k) = dN/d\varepsilon_k$) при фиксированном значении импульса p (или кинетической энергии ε_k), как и профиль интегральной концентрации $N(r)$ существенным образом определяется значением параметра модуляции

$$g = \frac{R_H w}{\kappa(\varepsilon_k)},$$

который определяется величиной коэффициента диффузии при данной энергии ε_k .

Коэффициент диффузии космических лучей $\kappa(\varepsilon_k)$ является растущей функцией их кинетической энергии ε_k . Поэтому величина модуляции космических лучей $g(\varepsilon_k)$ уменьшается с ростом энергии ε_k : модуляционные эффекты существенны при энергии $\varepsilon_k < 1$ ГэВ ($g \geq 1$) и пренебрежимо малы при $\varepsilon_k \gg 1$ ГэВ ($g \ll 1$).

В качестве грубой оценки величины коэффициента диффузии космических лучей с энергией $\varepsilon_k \sim 1$ ГэВ в гелиосфере можно принять

$$\kappa = 3 \cdot 10^{20} \left(\frac{pc}{Z \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{r}{r_E} \right) \frac{\text{см}^2}{c}.$$

Величина коэффициента диффузии и параметра модуляции космических лучей определяется свойствами солнечного ветра и испытывает закономерные изменения в цикле солнечной активности: параметр модуляции растет с ростом солнечной активности благодаря изменениям физических параметров солнечного ветра. Поэтому следует ожидать, что интенсивность космических лучей во внутренней гелиосфере тесно взаимосвязана с уровнем солнечной активности. Такая взаимосвязь действительно наблюдается. На рис. 7.8 изображена интенсивность космических лучей с энергией $\varepsilon > 10$ ГэВ и число Вольфа как функция времени для периода 1951-2007 гг. Видно, что имеется тесная связь – антикорреляция – между временным ходом интенсивности космических лучей и индикатором уровня солнечной активности – числами Вольфа.



Рис. 7.8
Интенсивность космических лучей с энергией $\varepsilon > 10$ ГэВ и число Вольфа W как функция времени для периода 1951-2007 гг.

Распространение космических лучей в реальной гелиосфере имеет существенно более сложный характер, чем это представляется в рамках упрощенного описания, включающего сферически симметричный солнечный ветер и изотропный характер диффузии космических лучей. Имеется ряд физических факторов, существенно усложняющих картину взаимодействия космических лучей с солнечным ветром.

Во-первых, солнечный ветер не обладает сферической симметрией (см. п. 6.3). Значения его параметров существенным образом меняются с гелиоширотой. Наличие в солнечном ветре межпланетных ударных волн, порожденных выбросами коронального вещества, делают картину пространственного распределения параметров солнечного ветра еще более сложной.

Во-вторых, на движение частиц космических лучей в гелиосфере большое влияние оказывает регулярная компонента магнитного поля, т.е. – межпланетное магнитное поле (ММП). Частицы космических лучей движутся по спиральным траекториям вдоль силовых линий ММП. За счет взаимодействия с нерегулярной (хаотической) компонентой магнитного поля питч-угол частицы испытывает случайные изменения, что и приводит к диффузионному характеру их распространения. При этом диффузия носит анизотропный харак-

тер: частицы быстро распространяются вдоль силовых линий ММП и более медленно диффундируют в перпендикулярном направлении. Анизотропная диффузия описывается тензором диффузии, а не одной скалярной величиной – коэффициентом диффузии, – как это имеет место в случае изотропной диффузии.

В-третьих, частицы космических лучей регулярным образом перемещаются в перпендикулярном по отношению к силовым линиям ММП направлении за счет градиентного и центробежного дрейфов (вполне аналогично тому, как заряженные частицы движутся в геомагнитном поле). Особенно велика роль дрейфового движения для тех частиц, чья траектория пересекает токовый слой солнечного ветра. Скорость дрейфа таких частиц сравнима со скоростью частицы. По этой причине токовый слой является одним из важных факторов, определяющих степень модуляции космических лучей солнечным ветром.

Влияние ММП на распространение космических лучей приводит еще к одному физическому эффекту – образованию анизотропии их углового распределения.

В диффузионном приближении поток частиц является суммой двух компонент – диффузионного и конвективного потоков. В сферически симметричном случае обе компоненты вектора анизотропии направлены вдоль радиального направления и определяются выражениями (7.19), откуда видно, что они противоположно направлены. В стационарном случае, как следует из соотношения (7.18), две компоненты равны по величине, поэтому плотность суммарного потока

$$j = j_d + j_c$$

равна нулю. Можно, однако, ожидать, что при изменении физических параметров гелиосферы равенство $|j_d| = |j_c|$ нарушается, вследствие чего появляется отличная от нуля анизотропия, характеризующаяся наличием избыточного потока космических лучей по направлению к Солнцу или в противоположном направлении. Если интенсивность космических лу-

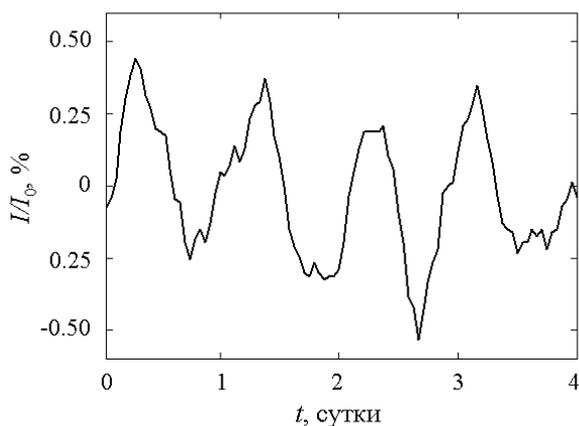


Рис. 7.9. Интенсивность космических лучей (август 2009 г.), измеренная нейтронным монитором в г. Якутске, как функция времени. Наглядно видны квазипериодические вариации с периодом $T = 1$ сут.

чей измеряется прибором, расположенным на поверхности Земли, из-за вращения Земли с угловой скоростью $\omega = \pi/12$ рад/час, угол

$$\theta = \omega(t - t_0)$$

между направлением прихода космических лучей и вектором \mathbf{j} периодически меняется от 0 до 2π при изменении местного времени от t_0 до $t_0 + 24$ час (t_0 – момент времени, когда вектор \mathbf{j} направлен на прибор), что в соответствии с (7.2) приводит к вариациям (изменениям) регистрируемой интенсивности космических лучей с периодом $T = 1$ сутки. В случае, когда отлична от нуля только радиальная компонента, максимальная интенсивность космических лучей должна наблюдаться по местному времени в $t_0 = 12$ час (24 час), если вектор \mathbf{j} направлен от Солнца (к Солнцу).

Существование квазипериодического изменения (вариации) интенсивности космических лучей с периодом $T=1$ сутки было обнаружено в 50-х годах 20-го века по измерениям с помощью нейтронных мониторов, чувствительных к энергии космических лучей 1-20 ГэВ. Вопреки ожиданиям, время, соответствующее максимальной интенсивности космических лучей, оказалось равным $t_0 = 6$ час (для иллюстрации на рис. 7.9 приведены измерения интенсивности космических лучей, выполненные нейтронным монитором в г. Якутске). Это означает, что анизотропный поток \mathbf{j} направлен перпендикулярно радиальному направлению. Объяснение этого неожиданного факта, которое было дано в 1964 г

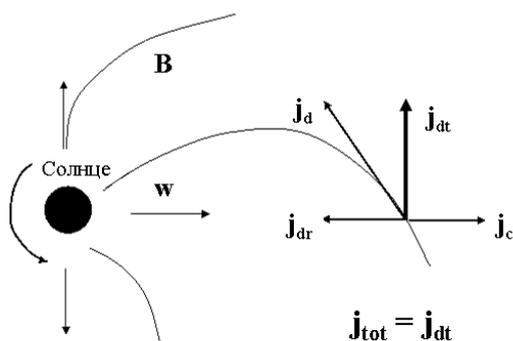


Рис. 7.10. Формирование анизотропного потока космических лучей \mathbf{j}_{tot} в межпланетном пространстве. Показан диффузионный поток \mathbf{j}_a , его радиальная (\mathbf{j}_{dr}) и тангенциальная (\mathbf{j}_{dt}) компонент и конвективный поток \mathbf{j}_c , Солнце, силовые линии межпланетного магнитного поля \mathbf{B} и скорость солнечного ветра \mathbf{w} .

Г.Ф. Крымским, состоит в следующем. При наличии регулярного магнитного поля диффузия заряженных частиц становится анизотропной: коэффициент диффузии вдоль поля, как правило, намного больше, чем в поперечном к полю направлении. По этой причине диффузионный поток космических лучей \mathbf{j}_a в каждой точке межпланетного пространства ориентирован вдоль силовой линии ММП (см. рис. 7.10). Поэтому он имеет две компоненты – радиальную \mathbf{j}_{dr} и тангенциальную \mathbf{j}_{dt} . В стационарных условиях радиальная компонента диффузионного потока уравновешивается конвективным потоком

$$\mathbf{j}_{dr} + \mathbf{j}_c = 0, \quad (7.23)$$

тогда как тангенциальная компонента \mathbf{j}_{dt} остается нескомпенсированной. Поэтому результирующий поток космических лучей

$$\mathbf{j}_{tot} = \mathbf{j}_{dt}$$

равен тангенциальной компоненте диффузионного потока, что полностью соответствует наблюдениям.

Как ясно из рассмотренного примера, любой физический фактор, создающий неоднородное распределение космических лучей в гелиосфере, приводит к возникновению временных вариаций их интенсивности с соответствующим характерным периодом. Еще одним примером такого рода являются 27-дневные вариации, причиной которых является вращение Солнца вокруг своей оси.

7.6. Ускорение космических лучей

Поскольку космические лучи это заряженные частицы, сообщить им энергию можно только посредством электрического поля. Так, например, протон с энергией 10^{15} эВ может возникнуть, если он, двигаясь вдоль электрического поля, пройдет разность потен-

циалов 10^{15} В. Однако, в космической среде, которая в основном представляет собой разреженную плазму, не существует крупномасштабных электрических полей, которые могли бы существенно повлиять на энергию космических лучей. Существующие электрические

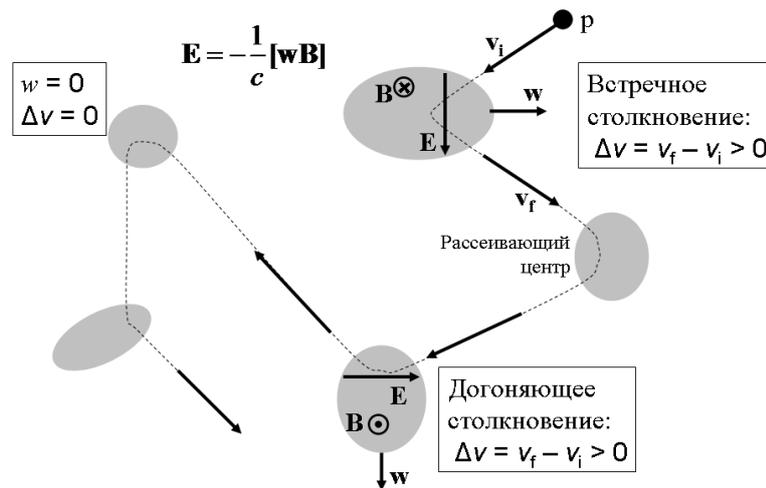


Рис. 7.11. Схематическое изображение взаимодействия быстрой положительно заряженной частицы с замагниченными сгустками плазмы. Показаны векторы магнитного поля \mathbf{B} , индукционного электрического поля \mathbf{E} , скорости сгустков плазмы \mathbf{w} и скорости частицы \mathbf{v} . Рассеяние частицы на двигающемся навстречу рассеивателе ($\mathbf{wv} < 0$) приводит к увеличению ее энергии, при догоняющем рассеянии ($\mathbf{wv} > 0$) скорость частицы уменьшается.

поля имеют индукционную природу, они вызваны движением замагниченных сгустков (облаков) плазмы, которое в неподвижной системе отсчета порождает электрическое поле

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{wB}] .$$

Здесь \mathbf{w} – скорость замагниченного сгустка плазмы, \mathbf{B} – магнитное поле в нем. Взаимодействие быстрой заряженной частицы с таким сгустком сопровождается изменением направления ее движения (т.е. рассеянием), а также изменением ее энергии. Изменение энергии частицы зависит от направления пересечения ею облака по отношению к направлению электрического поля: если положительно заряженная частица пересекла облако, двигаясь в основном вдоль поля, ее энергия возрастает и наоборот.

Правильный результат получается на основе простой механической аналогии. Ее основа состоит в том, что взаимодействие быстрой частицы с покоящимся облаком (или – рассеивающим центром) не приводит к изменению энергии частицы, а сопровождается только изменением направления ее движения. Т.е. взаимодействие носит характер упругого рассеяния (см. рис. 7.11).

В случае движущегося рассеивающегося центра рассеяние быстрой частицы сопровождается изменением величины ее скорости. Величину этого изменения легко установить, если использовать тот факт, что в системе отсчета рассеивающего центра рассеяние частицы происходит упруго, поэтому величина скорости частицы в результате рассеяния не меняется:

$$v'_f = v'_i .$$

Здесь

$$\mathbf{v}'_i = \mathbf{v}_i - \mathbf{w} \quad \text{и} \quad \mathbf{v}'_f = \mathbf{v}_f - \mathbf{w}$$

векторы скорости частицы до и после рассеяния соответственно в системе отсчета рассеивающего центра, а \mathbf{V}_i и \mathbf{V}_f - соответствующие векторы в исходной системе отсчета. Ограничиваясь рассмотрением быстрых нерелятивистских частиц, для которых выполнено условие $w \ll V \ll c$ из равенства приходим к выражению для приращения величины скорости частицы в результате ее рассеяния

$$\Delta V = V_f - V_i = (\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_i) \mathbf{w} / V, \quad (7.24)$$

в котором опущены члены, квадратичные по малому параметру $w/V \ll 1$. В простейшем случае изотропного рассеяния усреднение по всем возможным направлениям рассеяния дает $\langle \mathbf{v}_f \mathbf{w} \rangle = 0$, что, в свою очередь, приводит к окончательному выражению для приращения скорости частицы

$$\Delta V = -(\mathbf{w} \mathbf{v}) / V. \quad (7.25)$$

Здесь принято $V \equiv V_i$.

Из выражения (7.25) следует, что при $\mathbf{w} \mathbf{v} < 0$ скорость частицы в результате рассеяния увеличивается, а при $\mathbf{w} \mathbf{v} > 0$ – уменьшается. В первом случае частица и рассеивающий центр двигаются навстречу друг другу, поэтому такие рассеяния называются *встречными*. Во втором случае частица и рассеивающий центр двигаются в одном направлении (частица догоняет рассеиватель), поэтому такие рассеяния называются *догоняющими* (см. рис. 7.11).

В случае изотропного распределения рассеивающих центров средний темп изменения величины скорости определяется выражением

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{4\pi} \int \Delta V n_c v_{rel} \sigma d\Omega, \quad (7.26)$$

в котором n_c – концентрация рассеивающих центров,

$$V_{rel} = |\mathbf{v} - \mathbf{w}| \approx V - (\mathbf{v} \mathbf{w}) / V \quad (7.27)$$

– скорость частицы относительно рассеивающего центра, σ – сечение рассеяния. Интегрирование в выражении (7.26) выполняется по всем направлениям вектора \mathbf{w} , т.е. по направлениям движения рассеивающего центра. Область углов $0 < \theta < \pi/2$ между векторами \mathbf{v} и \mathbf{w} в выражении (7.26) отвечает догоняющим столкновениям, а $\pi/2 < \theta < \pi$ – встречным.

Выполняя интегрирование в выражении (7.26) в простейшем случае изотропного рассеяния, получаем

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V}{\tau_{acc}}, \quad (7.28)$$

где

$$\tau_{acc} = \frac{9\kappa}{4w^2} \quad (7.29)$$

– характерное время ускорения,

$$\kappa = \tau v^2/3$$

– коэффициент пространственной диффузии частиц,

$$\tau = (v n_c \sigma)^{-1}$$

– среднее время между рассеяниями. Таким образом, процесс рассеяния быстрых частиц на движущихся рассеивающих центрах, изотропно распределенных по направлениям движения, сопровождается непрерывным ростом величины скорости быстрой частицы, т.е. ее ускорением. При этом темп ускорения $\tau_{acc}^{-1} \propto (w/V)^2$ оказывается квадратичным по малому параметру w/v . Смысл этого результата в том, что в результате встречных столкновений скорость частицы возрастает в среднем на $\Delta V = 2w/3$, а догоняющие столкновения ведут к ее уменьшению на ту же величину. Если бы встречные и догоняющие столкновения происходили одинаково часто, то результирующий эффект был бы в точности равен нулю. Однако, за счет того, что относительная скорость, отвечающая встречным столкновениям, в соответствии с выражением (7.27) больше, чем в догоняющих столкновениях, частота встречных столкновений оказывается больше, чем догоняющих, что и обуславливает положительный средний эффект ускорения частиц.

Рассмотренный процесс ускорения носит статистический характер: акты рассеяния частиц, ведущие к увеличению их энергии, чередуются с рассеяниями, сопровождающимися потерей энергии. Только в среднем, за большой промежуток времени $\Delta t \gg \tau$ рост энергии частиц преобладает над потерями их энергии. Отражением этого обстоятельства является тот факт, что темп ускорения, описываемый уравнением (7.28) относительно медленный – он квадратичен по малому параметру $w/v \ll 1$. Поэтому такого рода процесс ускорения называется *ускорением второго порядка*.

Если вместо скорости частицы рассматривать изменение импульса частицы p при ее рассеяниях, то темп изменения импульса будет определяться

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p}{\tau_{acc}}, \quad (7.30)$$

где время ускорения τ_{acc} по-прежнему определяется выражением (7.29). Нетрудно показать, что закон изменения среднего импульса быстрых частиц (7.30) справедлив также и в случае релятивистских частиц.

С термодинамической точки зрения рассеивающие центры можно, как и совокупность быстрых частиц, рассматривать как газ. Принятое предположение об упругом характере рассеяния частиц означает, что масса рассеивающих центров бесконечно велика. Рассеяния быстрых частиц на плазменных облаках фактически реализует тепловой контакт газа быстрых частиц и газа облаков, результатом которого должно быть выравнивание их температур. Поскольку температура облаков формально бесконечна, взаимодействие ведет к непрерывному росту энергии быстрых частиц. Этот процесс принято называть процессом ускорения.

Роль рассеивающих центров могут играть макроскопические замагниченные облака, реально существующие в межзвездной среде. Однако, концентрация и скорость существующих облаков не достаточно велики, чтобы обеспечить существенное ускорение космических лучей. Значительно более эффективными рассеивателями быстрых частиц является плазменная турбулентность магнитогидродинамического типа. В этом случае частота рассеяния частиц определяется плотностью энергии, содержащейся в турбулентном магнитном поле $E_w = \delta B^2/(8\pi)$:

$$v = 1/\tau \sim \omega_B E_w / E_B, \quad (7.31)$$

где $\omega_B = V/\rho_B$ – гирочастота, $E_B = B^2/(8\pi)$ – плотность энергии регулярного магнитного поля. В качестве скорости рассеивающих центров в этом случае выступает скорость альвеновских волн

$$c_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (7.32)$$

Как следует из выражений (7.31) и (7.32), интенсивное ускорение быстрых частиц происходит в тех областях, где имеется магнитное поле большой величины и альвеновская турбулентность с высоким энергосодержанием. Наиболее благоприятные условия для эффективного ускорения быстрых частиц реализуются вблизи фронтов ударных волн.

7.7. Ускорение космических лучей ударными волнами

Толщина ударного фронта (или ударного перехода) $L_s \sim l_c$ определяется длиной свободного пробега частиц среды относительно парных столкновений l_c . В обычном газе, например в атмосферном воздухе, длина пробега l_c столь мала, что во всех случаях толщина ударного фронта пренебрежимо мала по сравнению с размером ударной волны. Однако в космической среде длина пробега l_c из-за разреженности столь велика, что ударные волны за счет парных столкновений образоваться не могут. Роль парных столкновений в космической плазме выполняют рассеяния частиц, обусловленные их взаимодействием с турбулентными электромагнитными полями. Поэтому космическая плазма называется *бесстолкновительной средой*.

Бесстолкновительная ударная волна (ударная волна, распространяющаяся в бесстолкновительной плазме) эффективно ускоряет быстрые заряженные частицы, т.е. космические лучи. Впервые существование процесса ускорения заряженных частиц ударными волнами было установлено Г.Ф. Крымским (1977). В русскоязычной литературе этот процесс принято именовать *регулярным ускорением*, тогда как в англоязычной литературе – *диффузионным ускорением на ударной волне*. Основные свойства этого процесса могут быть поняты на основе уравнения переноса космических лучей (7.15).

Характер распространения космических лучей, как уже отмечалось, также определяется их взаимодействием с электромагнитными полями (главным образом – с магнитным полем). В отличие от тепловых частиц космические лучи имеют гораздо больший пробег до рассеяния l . Это, в частности, обеспечивает значительное превышение длины рассеяния космических лучей по сравнению с толщиной ударного фронта. Поэтому при рассмотрении динамики космических лучей вблизи ударного фронта, толщиной фронта можно пренебречь, т.е. принять $L_s = 0$.

Уравнение переноса космических лучей (7.15) в стационарном, одномерном случае, когда все физические величины являются функцией только одной пространственной переменной x , имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial n}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (un) + \frac{1}{3} \frac{du}{dx} \frac{\partial}{\partial p} (pn) = 0. \quad (7.33)$$

В стационарном случае плоской ударной волны, которая распространяется против оси X и фронт которой расположен в точке $x = 0$, скорость среды имеет простой вид (см. рис. 4.7):

$$u = u_1 \quad \text{при} \quad x < 0,$$

$$u = u_2 = u_1/\sigma \quad \text{при} \quad x > 0,$$

а дивергенция скорости дается выражением

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\Delta u \delta(x), \quad (7.34)$$

где $\Delta u = u_1 - u_2$, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Уравнение (7.34) в областях перед ($x < 0$) и за ($x > 0$) фронтом имеет простой вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial n}{\partial x} \right) - u \frac{\partial n}{\partial x} = 0. \quad (7.35)$$

Его решением является функция вида

$$n = A + B \exp\left(\frac{xu}{\kappa}\right). \quad (7.36)$$

Значения констант A и B определяются из граничных условий, которые сводятся к требованию ограниченности функции $n(x)$ при всех x , а также к условию отсутствия ускоренных частиц далеко перед ударным фронтом:

$$n = 0 \quad \text{при} \quad x = \infty.$$

Из этих условий вытекает

$$A = 0 \quad \text{при} \quad x < 0 \quad \text{и} \quad A = n_0(p) \quad \text{при} \quad x > 0,$$

$$B = n_0(p) \quad \text{при} \quad x < 0 \quad \text{и} \quad B = 0 \quad \text{при} \quad x > 0,$$

где $n_0(p) = n(x = 0, p)$ – концентрация космических лучей на ударном фронте.

Чтобы получить уравнение для концентрации ускоренных частиц на ударном фронте $n_0(p)$, достаточно проинтегрировать уравнение (7.34) почленно по x в пределах от $-\delta$ до $+\delta$ и устремить значение δ к нулю, что с учетом (7.35) дает

$$\frac{\Delta u}{3} \frac{d(p n_0)}{dp} = \Delta u n_0 - \left(\kappa \frac{\partial n}{\partial x} \right)_{-0} + \left(\kappa \frac{\partial n}{\partial x} \right)_{+0}, \quad (7.37)$$

где индексы -0 и $+0$ означают, что соответствующие величины берутся в точке непосредственно перед и за фронтом соответственно. Учитывая, что $(\partial n / \partial x)_{+0} = 0$ и $(\kappa \partial n / \partial x)_{-0} = u_1 n_0$, уравнение (7.37) приобретает простой вид

$$\frac{\Delta u}{3} \frac{d(p n_0)}{dp} = -u_2 n_0. \quad (7.38)$$

Решением этого уравнения является степенная функция импульса

$$n_0 = Cp^{-\gamma}, \quad (7.39)$$

с показателем

$$\gamma = \frac{\sigma + 2}{\sigma - 1}. \quad (7.40)$$

Значение константы C в выражении (7.39) определяется из граничного условия при некотором минимальном значении импульса частиц, которые подвергаются ускорению. Частицы эти являются наиболее быстрыми частицами теплового распределения за ударным фронтом. Та часть этих частиц, которая имеет достаточно большую жесткость, чтобы пересечь ударный фронт, вовлекаются в процесс ускорения. Вовлечение частиц теплового распределения в процесс ускорения называется их инжекцией. С учетом сказанного выражение (7.39) можно записать в виде

$$n_0 = n_{inj} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-\gamma}, \quad (7.41)$$

где p_{inj} – импульс инжектированных частиц, а величина концентрации ускоренных частиц

$$n_{inj} = n_0(p = p_{inj})$$

в точке инжекции определяется количеством частиц

$$N_{inj} = \int_{p_{inj}}^{\infty} n_0(p) dp = \frac{p_{inj} n_{inj}}{\gamma - 1},$$

вступивших в процесс ускорения из каждого единичного объема, пересекающего ударный фронт.

Детальное рассмотрение процессов формирования фронта сильной бесстолкновительной ударной волны показывает, что в процесс регулярного ускорения вовлекается наиболее высокоэнергичные ионы теплового распределения за ударным фронтом, импульс которых превышает предельное значение (импульс инжектированных частиц)

$$p_{inj} = kp_T,$$

которое несколько раз ($k \approx 4$) превышает средний импульс тепловых частиц за ударным фронтом $p_T \approx mc_{s2}$. Количество частиц, вовлекаемых (инжектируемых) в процесс ускорения,

$$N_{inj} = \eta N_1$$

составляет небольшую долю от полного числа частиц газа в области перед ударным фронтом N_1 :

$$\eta \sim 10^{-2}.$$

Химический состав ускоренных ударной волной частиц определяется двумя факторами: составом среды (плазмы), в которой распространяется ударная волна и зависимостью параметра инжекции $\eta(A)$ от массового числа подвергающихся ускорению атомных ядер. Величина параметра инжекции $\eta(A)$ является растущей функцией атомного числа, что обуславливает обогащение спектра ускоренных частиц ядрами тяжелых элементов.

Инжекция электронов в процесс регулярного ускорения сильно (на два – три порядка) подавлена по сравнению с протонами. Вследствие этого содержание электронов в спектре космических лучей примерно в сто раз ниже, чем протонов.

Суммируя полученные выше выражения, решение стационарной задачи об ускорении частиц плоской ударной волной можно представить в виде:

$$n_0(p) = n(x=0, p) = \frac{(\gamma - 1)N_{inj}}{p_{inj}} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-\gamma}, \quad (7.42)$$

$$n(x, p) = n_0 \exp\left(\frac{xu_1}{\kappa}\right) \quad \text{при } x < 0, \quad (7.43)$$

$$n(x, p) = n_0(p) \quad \text{при } x > 0. \quad (7.44)$$

Степенной спектр ускоренных частиц (7.42) простирается до бесконечно больших значений импульсов. Это является результатом упрощенной постановки задачи: стационарная плоская ударная волна имеет бесконечно большой размер и бесконечной время существования. В природе мы имеем дело с волнами конечных размеров и конечного времени существования. Учет этих факторов несколько видоизменяет полученное выше решение: в случае реальных ударных волн степенной спектр ускоренных частиц оканчивается при некотором предельном (максимальном) значении p_{\max} , как это показано на рис. 7.12.

Рассмотрение задачи ускорения частиц ударной волной в более общей постановке, основанной на решении нестационарного уравнения переноса, показывает, что в каждый текущий момент времени t , отсчитываемый от начала процесса ускорения $t = 0$, устанавливается степенной спектр ускоренных частиц (7.42) в области импульсов

$$p_{inj} < p < p_{\max}(t),$$

причем максимальный импульс ускоренных частиц p_{\max} растет во времени в соответствии с законом

$$\frac{dp_{\max}}{dt} = \frac{p_{\max}}{\tau_{acc}}, \quad (7.45)$$

где

$$\tau_{acc} = \frac{3}{\Delta u} \left(\frac{\kappa}{u_1} + \frac{\kappa}{u_2} \right) \quad (7.46)$$

характерное время ускорения. Спектр частиц (ионов) среды (плазмы) в области за ударным фронтом схематически изображен на рис. 7.12. Он включает две популяции частиц: ча-

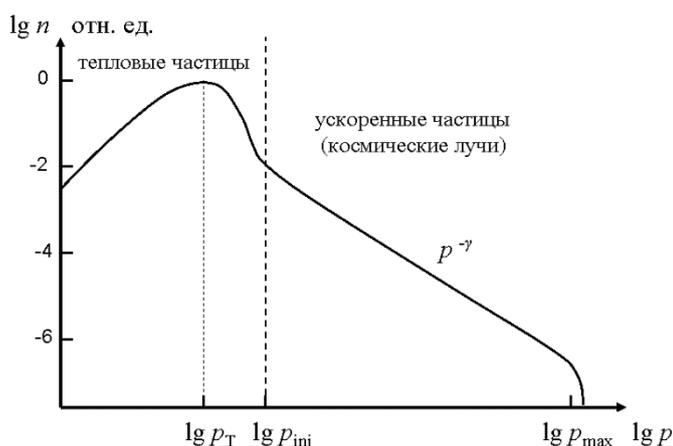


Рис. 7.12. Дифференциальная концентрация частиц плазмы на фронте бесстолкновительной ударной волны как функция импульса. Основная часть частиц содержится в тепловой (квази-максвелловской) части спектра, отвечающей области импульсов $p < p_{inj}$. Ускоренные ударной волной частицы формируют степенной «хвост» спектра в области $p_{inj} < p < p_{max}$.

стицы теплового распределения и ускоренные частицы (космические лучи). Тепловые частицы, имеющие максвелловское распределение по импульсу, по количеству составляют более 99% всех частиц. Степенной спектр ускоренных частиц содержит около 1% от полного количества частиц плазмы. В случае сильных ударных волн с большими числами Маха $M_1 \gg 1$ энергосодержание ускоренных частиц благодаря жесткому характеру спектра может достигать 50% от полного энергосодержания частиц плазмы. В этом случае ускоренные частицы существенно модифицируют ударную волну своим давлением (точнее – градиентом давления). Поэтому детальные расчеты спектра ускоренных частиц в таких случаях должны делаться на основе нелинейной теории ускорения, включающей в себя учет обратного влияния ускоренных частиц на структуру ударной волны.

По порядку величины время ускорения равно

$$\tau_{acc} \sim \kappa/u_1^2 = \kappa/V_s^2.$$

Сравнение с выражением (7.29) для времени статистического процесса ускорения показывает, что ускорение частиц ударными волнами в $(V_s/c_A)^2$ раз более быстрый процесс. Безразмерный параметр

$$M_A = V_s/c_A$$

носит название *альвеновского числа Маха*. В случае сильных ударных волн $M_A \gg 1$, поэтому ускорение ударными волнами на несколько порядков превосходит по темпу ускорения статистический процесс ускорения.

Частицы увеличивают свой импульс в результате пересечения ударного фронта в процессе их диффузионного распространения (или броуновского движения): каждый цикл ускорения – двукратное пересечение ударного фронта – сопровождается увеличением импульса частицы Δp . Представляя диффузионное распространение частиц в виде последовательности упругих изотропных рассеяний, нетрудно показать, что изменение величины импульса в результате одного упругого рассеяния определяется выражением

$$\Delta p = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)\mathbf{u} / v,$$

в котором \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 – импульс частицы до и после рассеяния соответственно. Это выражение аналогично полученному выше результату (7.24) для нерелятивистских частиц. Для одного полуцикла ускорения, включающего в себя пребывание частицы в области перед фронтом между двумя последовательными пересечениями фронта (рис. 7.13), суммирование изме-

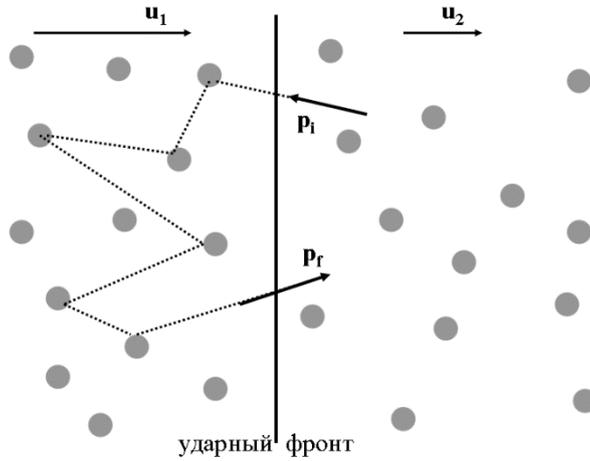


Рис. 7.13. Характер движения быстрой заряженной частицы вблизи фронта бесстолкновительной ударной волны. Показана траектория частицы в области перед ударным фронтом (пунктирная линия) и рассеивающие центры (серые кружки).

нений величины импульса в результате всех актов рассеяния независимо от их количества N дает

$$\Delta p_1 = (\mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i) \mathbf{u}_1 / v,$$

где $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_1$ и $\mathbf{p}_f = \mathbf{p}_N$ – начальный и конечный импульсы частицы соответственно. Поскольку увеличение импульса за один цикл $\Delta p \ll p$ относительно мало, можно считать, что $p_i = p_f = p$. С учетом того, что угловое распределение частиц близко к изотропному, усреднение по направлениям импульсов \mathbf{p}_i и \mathbf{p}_f приращения величины импульса дает

$$\Delta p_1 = \frac{4 p u_1}{3 v}.$$

Аналогичным образом можно установить, что в результате второго полуцикла – пребывания частицы в области за ударным фронтом – изменение величины импульса частицы составляет

$$\Delta p_2 = -\frac{4 p u_2}{3 v}.$$

Поэтому суммарное за один цикл изменение величины импульса есть

$$\Delta p = \frac{4(u_1 - u_2)}{3} p. \quad (7.47)$$

Отсюда видно, что в результате каждого следующего цикла величина импульса частицы возрастает. Отсюда и название процесса – регулярное ускорение.

Поскольку $u_1 > u_2$ любая пара рассеивающих центров, один из которых находится перед ударным фронтом, другой – за фронтом, сближаются между собой. Поэтому для

быстрой частицы ударная волна аналогична двум упругим сближающимся стенкам. Нетрудно показать, что быстрая частица, испытывающая последовательные отражения от сближающихся стенок, будет непрерывно наращивать свою энергию.

Приближение плоской волны применимо в том случае, если все характерные величины имеют пространственный масштаб $l \ll R_s$ много меньший, чем размер (радиус) ударной волны R_s . Ускорение частиц ударной волной характеризуется единственным пространственным масштабом, определяющим пространственное распределение частиц в области перед ударным фронтом (7.43),

$$l_{d1} = \kappa/u_1, \quad (7.48)$$

который называется диффузионной длиной. Диффузионная длина представляет собой среднее расстояние, на которое частицы способны диффундировать в направлении, противоположном скорости рассеивающей среды.

Аналогичная по смыслу величина $l_{d2} = \kappa/u_2$ соответствует области за ударным фронтом.

Согласно определению диффузионной длины в каждый текущий момент времени в процессе ускорения продолжают принимать участие частицы, которые находятся в области

$$-l_{d1} < x < l_{d2}.$$

Учитывая это обстоятельство, легко можно определить темп регулярного ускорения. Для этого достаточно выражение (7.16) с учетом выражения (7.43) усреднить по области ускорения:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{\int_{-l_{d1}}^{l_{d2}} \frac{\nabla u}{3} n(x, p) dx}{\int_{-l_{d1}}^{l_{d2}} n(x, p) dx} p \approx \frac{\Delta u}{3(l_{d1} + l_{d2})} p.$$

Сравнивая это выражение с выражением (7.45) получаем выражение (7.46) для характерного времени регулярного ускорения.

Коэффициент диффузии быстрых частиц является растущей функцией импульса частицы. Поэтому предельное значение импульса частиц, для которого выполняется приближение плоской ударной волны, определяется выражением

$$\kappa(p_{\max}) = R_s V_s / A, \quad (7.49)$$

где безразмерная константа приближенно равна $A \approx 10$. Для частиц с большими импульсами, для которых плосковолновое приближение нарушается, эффективность ускорения значительно снижается, что ведет к резкому (экспоненциальному) обрыву спектра ускоренных частиц. Поэтому импульс, определяемый выражением (7.49), является максимальным импульсом ускоренных ударной волной частиц.

Ускоренные частицы в области перед ударным фронтом имеют анизотропное угловое распределение. Вследствие этого осуществляется интенсивная генерация альвеновских волн, которые, в свою очередь, являются эффективными рассеивателями быстрых частиц.

Самосогласованный коэффициент диффузии вблизи ударного фронта, т.е. в области ускорения, оказывается близким к предельно низкому значению, так называемому боровскому пределу

$$\kappa = \rho_B V / 3, \quad (7.50)$$

который характеризуется максимально высокой частотой рассеяния частиц, так что пробег частиц до рассеяния равен их гирорадиусу $l = \rho_B$.

С учетом (7.50) соотношение (7.49) дает выражение для максимальной энергии ускоренных ударной волной частиц

$$\varepsilon_{\max} = 90 Z B R_s V_s \text{ эВ}, \quad (7.51)$$

где Z – зарядовое число частицы.

Процесс ускорения космических лучей ударной волной сопровождается значительным усилением магнитного поля в области ускорения. Теоретические расчеты и анализ свойств нетеплового излучения остатков сверхновых показывают, что усиление поля происходит до уровня, определяемого соотношением

$$\frac{B^2}{8\pi} \approx 10^{-3} \rho_0 V_s^2, \quad (7.52)$$

в котором ρ_0 – плотность межзвездной среды. При типичных значениях плотности среды на ранних стадиях эволюции остатков сверхновых магнитное поле усиливается на два-три порядка по величине.

Применительно к ударным волнам, порождаемым в межзвездной среде взрывами сверхновых, наиболее высокие энергии ускоряемых ударной волной частиц достигаются в начале адиабатической стадии эволюции остатка сверхновой (см. п. 4.9). Для случая сверхновой типа I в среде с концентрацией $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$ имеем:

$$R_s = R_0 \approx 10 \text{ пк}, \quad V_s = V_0 \approx 10^4 \text{ км/с}, \quad B \approx 10^{-4} \text{ Гс},$$

что в соответствие с (7.51) дает значение максимальной энергии протонов

$$\varepsilon_{\max} \approx p_{\max} c \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}.$$

Поскольку коэффициент диффузии частиц обратно пропорционален зарядовому числу частиц (ядер) $\kappa \sim Z^{-1}$, максимальная энергия ускоренных ядер железа ($Z = 26$), составляет величину $\varepsilon_{\max} \approx 10^{17}$ эВ. Поэтому есть основания полагать, что наблюдаемые космические лучи с энергиями вплоть до 10^{17} эВ производятся в галактических остатках сверхновых.

Поскольку для ультрарелятивистских частиц связь между импульсом и энергией имеет вид $\varepsilon \approx \varepsilon_k \approx pc$, зависимость интенсивности космических лучей, ускоренных сильной ударной волной, от энергии $I \sim \varepsilon^{-2}$ близка к требованиям эксперимента (7.11). Это является косвенным свидетельством генетической связи наблюдаемого спектра космических лучей с ударными волнами.

Космические лучи с энергией $\varepsilon > 10^{17}$ эВ, по-видимому, производятся во внегалактических объектах. Источниками внегалактической компоненты космических лучей могут быть объекты с большим энерговыделением (мощностью). Внегалактическими объектами с рекордно большим энерговыделением являются активные ядра галактик. Процессы, происходящие вблизи компактного объекта (предположительно – черной дыры), приводят к возникновению двух противоположно направленных релятивистских струй (джетов) вещества. Взаимодействие джетов с окружающей межзвездной и межгалактической средой

приводит к образованию крупномасштабных ударных волн. За счет значительно больших размеров и скорости ударных волн в сравнении с остатками сверхновых максимальная энергия ускоренных частиц в этом случае может достигать величины $\varepsilon_{\max} \sim 10^{20}$ эВ. Предстоят еще детальные исследования, как теоретических, так и экспериментальных, чтобы получить убедительные свидетельства того, действительно ли активные галактические ядра являются источниками космических лучей предельно высоких энергий.

Роль ударных волн в генерации нетепловых спектров заряженных частиц не ограничивается остатками сверхновых и галактическими космическими лучами. Везде, где имеются крупномасштабные ударные волны в бесстолкновительной плазме следует ожидать существование интенсивных процессов ускорения заряженных частиц. В гелиосфере это межпланетные ударные волны, порождаемые корональными выбросами масс во время солнечных вспышек; стоячие головные ударные волны, возникающие при обтекании планетных магнитосфер солнечным ветром (в частности – околоземная головная ударная волна); гелиосферная ударная волна, ограничивающая зону сверхзвукового солнечного ветра. Во всех этих случаях вблизи фронтов наблюдаются интенсивные потоки высокоэнергичных частиц со степенными энергетическими спектрами. Поскольку размер и скорость ударных волн в гелиосфере значительно меньше по величине, чем в случае ударных волн от сверхновых, значения ожидаемой максимальной энергии ускоренных частиц в этих случаях значительно ниже, чем в остатках сверхновых: они лежат в диапазоне 100 кэВ – 1 ГэВ в зависимости от величины размера и скорости ударной волны. В последние десятилетия с помощью аппаратуры, установленной на космических аппаратах, выполнены многочисленные измерения вблизи фронтов межпланетных ударных волн и вблизи фронта околоземной ударной волны. Эти эксперименты подтвердили преобладающую роль процесса регулярного ускорения в формировании наблюдаемых потоков высокоэнергичных частиц; они также позволили осуществить наиболее детальную проверку теоретических построений.

7.8. Распространение космических лучей в межгалактической среде

Космические лучи предельно высоких энергий $\varepsilon > 10^{18}$ эВ имеют внегалактическое происхождение. Это означает, что такие частицы на пути от их источников до Галактики проходят большие расстояния вплоть до $d \sim 1$ Гпк. Несмотря на то, что межгалактическая среда существенно более разрежена, чем межзвездная, спектр космических лучей претерпевает значительные изменения из-за ряда факторов играющих существенную роль при их распространении. Основными факторами являются взаимодействие космических лучей с фотонами реликтового излучения и их адиабатическое замедление, обусловленное расширением Вселенной.

Потери энергии частиц космических лучей в том или ином процессе принято характеризовать временем потерь τ_l , которое определяет скорость изменения их энергии:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{\varepsilon}{\tau_l}. \quad (7.53)$$

Учитывая тот факт, что для ультрарелятивистских частиц энергия и величина их импульса связаны простым соотношением $\varepsilon = pc$, время адиабатических потерь может быть найдена с учетом того, что изотропная скорость расширения Вселенной имеет вид $w = rH_0$:

$$\tau_l = H_0^{-1} \approx 1.4 \cdot 10^{10} \text{ лет.}$$

Адиабатические потери играют роль только для частиц, время распространения которых от источника до Галактики сравнимо с возрастом Вселенной. При этом время распространения определяется расстоянием до источника, а также характером распространения космических лучей в межгалактической среде. Характер распространения зависит от величины и структуры межгалактического магнитного поля о котором в настоящее время нет надежных сведений.

Микроволновое фоновое космическое излучение (в русскоязычной литературе его называют реликтовым излучением) является естественным следствием теории большого взрыва (Г. Гамов, 1940). Согласно этой теории на ранних стадиях расширения Вселенная характеризовалась высокой плотностью и температурой вещества. При этом вещество должно было находиться в термодинамическом равновесии с чернотельным электромагнитным излучением с такой же, как у вещества температурой. По мере расширения температура вещества и излучения уменьшалась, так что в современную эпоху спектр излучения должен соответствовать температуре $T \approx 3\text{К}$.

Существование микроволнового излучения было экспериментально установлено в 1965 г. А. Пензиасом и Р. Вильсоном. Многочисленные измерения, выполненные за последние десятилетия, показали высокую степень изотропии излучения, а также установили его основные параметры: спектр излучения с высокой степенью точности описывается формулой Планка с температурой $T = 2.73\text{К}$, концентрация фотонов, равномерно заполняющих всю Вселенную составляет $n_\gamma \approx 415 \text{ см}^{-3}$ (см. п.8.2).

При высоких энергиях космических лучей $\varepsilon > 10^{19}$ эВ в их энергетических потерях в межгалактическом пространстве доминируют фотопионные реакции



Фотон с фиксированной энергией в лабораторной системе отсчета ε_γ имеет максимальную энергию в системе движущегося протона, равную

$$\varepsilon'_\gamma = 2\Gamma \varepsilon_\gamma,$$

когда он движется навстречу протона.. Здесь

$$\Gamma = \varepsilon/(m_p c^2)$$

– Лоренц-фактор протона.

Если для цели оценки положить, что все фоновые фотоны имеют одинаковую энергию, равную их средней энергии

$$\varepsilon_\gamma = 2.7kT = 6.4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ},$$

то пороговая энергия протонов, которая определяется из условия

$$\varepsilon'_\gamma = m_\pi c^2,$$

составляет

$$\varepsilon_{th} = m_p c^2 \frac{m_\pi c^2}{2\varepsilon_\gamma} \approx 10^{20} \text{ эВ}. \quad (7.56)$$

Точное выражение для пороговой энергии приведено в решении задачи 6.

Время энергетических потерь за счет фоторождения пионов составляет

$$\tau_l = (0.5c\sigma n_\gamma)^{-1}, \quad (7.57)$$

где фактор 0.5 отражает тот факт, что протон в реакциях (7.54) и (7.55) теряет половину своей энергии. Подставляя в это выражение значение сечения рассматриваемого процесса $\sigma = 10^{-28} \text{ см}^2$, получаем

$$\tau_l = 5 \cdot 10^7 \text{ лет.}$$

Расстояние, проходимое за это время релятивистской частицей равно $d = c \tau_l \approx 16 \text{ Мпк}$. Если космические лучи с энергией $\varepsilon > 10^{19} \text{ эВ}$ распространяются в межгалактическом пространстве прямолинейно, то частицы от источников, расположенных на расстояниях существенно больших чем 16 Мпк, теряют значительную часть своей энергии на пути от источника до Галактики. Как следствие следует ожидать укрупнение в наблюдаемом спектре космических лучей при энергии 10^{20} эВ , если внегалактические источники космических лучей распределены приблизительно однородно в пределах объема с размером $L > 16 \text{ Мпк}$.

Более детальное рассмотрение, учитывающее энергетическое распределение фотонов микроволнового излучения (Г.Т. Зацепин, В.А. Кузьмин 1966; К. Грейзен 1966), показывает, что укрупнение протонной компоненты спектра космических лучей должно начинаться при более низкой энергии $\varepsilon \sim \varepsilon_{\text{max}} = \varepsilon_{\text{GZK}}$, где

$$\varepsilon_{\text{GZK}} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ.}$$

Эту энергию принято называть энергией чернотельного обрезания, а укрупнение спектра космических лучей при энергиях $\varepsilon \sim \varepsilon_{\text{GZK}}$ – чернотельным обрезанием спектра. При этом характерное время потери энергии частицы с энергией $\varepsilon \sim \varepsilon_{\text{GZK}}$ составляет

$$\tau_l \approx 10^9 \text{ лет.}$$

За это время частица проходит расстояние $l \approx c\tau_l \approx 350 \text{ Мпк}$.

Помимо процессов фоторождения пионов на распространение космических лучей в межгалактическом пространстве оказывает влияние также процесс фоторождения пар



Потери энергии протонами космических лучей за счет фоторождения пар приводят к видоизменению их энергетического спектра в области $\varepsilon > 10^{18} \text{ эВ}$.

В случае ядер химических элементов основным процессом потери энергии при их распространении в межгалактическом пространстве является фоторасщепление ядер при их взаимодействии с реликтовым излучением. При этом от ядра отщепляется один нуклон и образующееся при этом ядро с атомным числом $A' = A - 1$ имеет энергию $\varepsilon' \approx \varepsilon(A - 1) / A$, где ε – энергия исходного ядра с атомным номером A . Также как в случае протонов, энергетические потери ядер резко нарастают, когда энергия частицы (ядра) превысит пороговое значение ε_{th} . Значение пороговой энергии может быть найдено из условия равенства энергии реликтового фотона ε'_γ в системе отсчета, связанной с ядром, энергии связи нуклонов в ядре E_b/A :

$$\varepsilon'_\gamma = E_b/A$$

Отсюда нетрудно получить выражение для пороговой энергии:

$$\varepsilon_{th} = m_A c^2 \frac{E_b}{2A\varepsilon_\gamma}, \quad (7.59)$$

где m_A – масса ядра. Как и в случае протонов энергетические потери ядер приводят к образованию резкого укручения (обрезанию) в их первоначально степенном энергетическом спектре, если источник космических лучей расположен на достаточно большом расстоянии от наблюдателя. Расчет энергии этого так называемого «чернотельного обрезания» с учетом распределения реликтовых фотонов по энергии дает значение пороговой энергии примерно в семь раз меньшее, чем выражение (7.59). Отсюда, в частности, следует, что энергия обрезания в спектре ядер железа ε_{\max}^{Fe} приблизительно совпадает с энергией обрезания в спектре протонов:

$$\varepsilon_{\max}^{Fe} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ.}$$

Для более легких ядер сорта X энергия обрезания согласно соотношению (7.59) $\varepsilon_{\max}^X < \varepsilon_{\max}^{Fe}$ меньше, чем в случае ядер железа.

Недавние измерения, выполненные на гигантской установке AUGER, контролирующей падение космических лучей на площадь 3 000 км², надежно установлено наличие укручения в наблюдаемом спектре космических лучей при энергии

$$\varepsilon_{\max} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ эВ.}$$

Однако природу наблюдаемого конца спектра космических лучей еще предстоит установить. Если космические лучи при самых высоких энергиях состоят в основном из протонов, то следует заключить, что наблюдаемое укручение спектра обусловлено эффектом Грейзена-Зацепина-Кузьмина. В то же время, поскольку $\varepsilon_{\max}^{Fe} \approx \varepsilon_{GZK}$, укручение спектра космических лучей может быть обусловлено фоторасщеплением ядер железа в случае, если они преобладают в составе космических лучей при этих энергиях. Существующие измерения не позволяют сделать однозначный выбор между этими двумя возможностями.

Существующие данные свидетельствуют о том, что в наблюдаемый спектр космических лучей с энергиями $\varepsilon > 10^{19}$ эВ дают вклад внегалактические источники, расположенные в пределах расстояний вплоть до $d \approx 1$ Гпк. Расстояние до источника может быть существенно меньше длины пути, пройденного частицей, если межгалактические магнитные поля существенно искривляют траекторию частицы. Для частиц, приходящих в Галактику от источников, расположенных на больших расстояниях $d \gg 100$ Мпк, характерное время потерь энергии существенно выше по сравнению с определенными выше значениями, поскольку свойства Вселенной в момент испускания частицы источником отличались от их значений в настоящую эпоху (см. главу 8). В частности, концентрация реликтовых фотонов и их энергия в прошлые эпохи были больше, чем сейчас. Поэтому для правильного определения свойств космических лучей, приходящих в Галактику из внегалактических источников, требуется учет эволюции Вселенной.

7.9. Проблема происхождения космических лучей

Проблема происхождения космических лучей состоит в поиске ответа на вопрос в каких объектах и посредством каких процессов происходит формирование наблюдаемого энергетического спектра космических лучей.

Поскольку взрывы сверхновых в Галактике обеспечивают темп энерговыделения $P_{SN} \approx 10^{42}$ эрг/с, достаточный для восполнения потерь энергии Галактики в форме космических лучей $L_c \approx 4 \cdot 10^{40}$ эрг/с, а процесс регулярного ускорения заряженных частиц ударными волнами от вспышек сверхновых обеспечивает формирование спектра требуемой формы и амплитуды, есть основания считать галактические остатки сверхновых источником космических лучей с энергиями $\varepsilon < 10^{17}$ эВ. Для того чтобы сделать на этот счет обоснованное заключение требуются наблюдательные свидетельства того, что в галактических остатках сверхновых протекает генерация высокоэнергичных заряженных частиц с требуемой эффективностью. Такие свидетельства можно получить, регистрируя нетепловое излучение, производимое заключенными в остатке сверхновой ускоренными космическими лучами. В качестве примера такого рода свидетельства может служить остаток сверхновой SN 1006, расположенный на расстоянии 2.3 кпк. Этот остаток является относительно молодым: взрыв сверхновой, зафиксированный в древнекитайских исторических хрониках, произошел в 1006 году. Поэтому есть все основания ожидать, что в этом остатке интенсивно протекает процесс ускорения заряженных частиц порожденной при взрыве сверхновой звезды ударной волной. Это ожидание хорошо подтверждено результатами наблюдений: из остатка сверхновой SN 1006 зарегистрировано излучение нетепловой природы во всех диапазонах длин волн, в радио, рентгеновском и гамма-диапазонах (рис. 7.14).

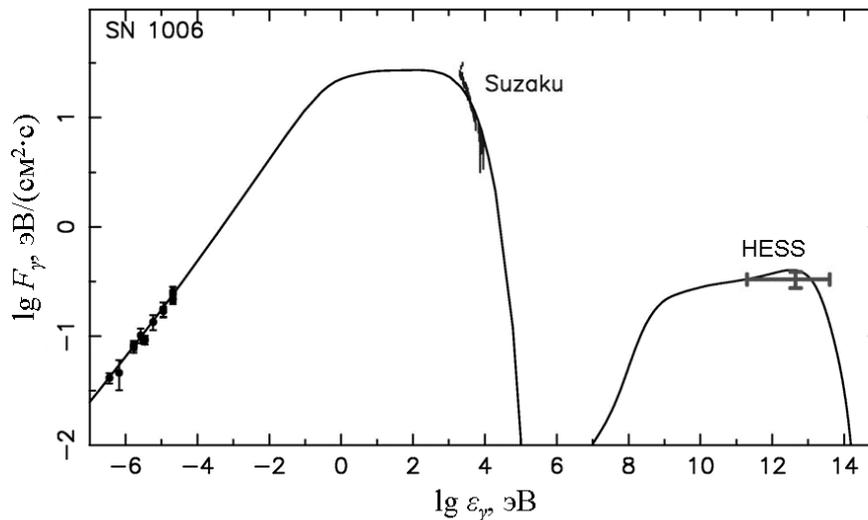


Рис. 7.14. Поток энергии нетеплового излучения остатка сверхновой SN 1006 как функция энергии фотонов. Сплошными кривыми показан теоретически рассчитанный поток. При энергиях $\varepsilon_\gamma < 1$ МэВ излучение имеет синхротронную природу и производится электронной компонентой ускоренных частиц; при $\varepsilon_\gamma > 1$ МэВ излучение производится нуклонной компонентой ускоренных частиц. Приведены также результаты измерения потока в радиодиапазоне ($\varepsilon_\gamma < 10^{-4}$ эВ); рентгеновское излучение, измеренное космической обсерваторией Suzaku и гамма-излучение сверхвысоких энергий, измеренное установкой HESS.

Как видно из рис. 7.14, результаты теоретического расчета потока нетеплового излучения остатка сверхновой SN 1006, хорошо согласуются с измерениями. Этот пример служит подтверждением того, что галактические сверхновые действительно производят большую часть наблюдаемых космических лучей. Вместе с тем для окончательного заключения требуются более детальное измерение спектра излучения остатка SN 1006 в гамма-диапазоне, что может быть достигнуто более светосильными установками следующего поколения. Помимо этого требуется наличие нескольких (не менее десяти) таких объектов, для которых с необходимой точностью выполнены измерения потоков излучения во всех диапазонах. Имеющихся на сегодня таких остатков (их шесть) с учетом качества измерений, пока не достаточно, хотя все они в той или иной мере подтверждают, что космические лучи вплоть до энергии 10^{17} эВ производятся в остатках сверхновых. Расчеты спектров космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых за все время их эволюции, также хорошо согласуются с имеющимися измерениями в области энергий $\varepsilon < 10^{17}$ эВ.

Таким образом, имеющиеся измерения свидетельствуют о том, что космические лучи с энергиями вплоть до $\varepsilon \approx 10^{17}$ эВ производятся в галактических остатках сверхновых. Помимо дальнейшего накопления наблюдательных данных, необходимых для исчерпывающего подтверждения этого факта, дальнейшие исследования должны ответить на вопрос о том, какие объекты являются источниками космических лучей с энергиями $\varepsilon > 10^{17}$ эВ.

Одна из возможностей состоит в том, что космические лучи с энергиями $\varepsilon > 10^{17}$ эВ являются внегалактическими, т.е. они производятся во внегалактических объектах. Наиболее вероятными кандидатами на роль источников внегалактической компоненты космических лучей являются активные галактические ядра, которые обладают достаточным для этого энерговыделением.

Если частицы космических лучей с энергиями $\varepsilon > 10^{17}$ эВ являются преимущественно внегалактическими по своему происхождению, а частицы с энергией $\varepsilon < 10^{17}$ эВ – галактическими, то следует ожидать, что частицы с энергиями $\varepsilon > 10^{17}$ эВ равномерно заполняют не только объем Галактики, но также и межгалактическое пространство. Концентрация же частиц с энергией $\varepsilon \ll 10^{17}$ эВ в межгалактическом пространстве ожидается значительно более низкой, чем в Галактике. Поэтому плотность энергии космических лучей в межгалактическом пространстве значительно ниже значения 0.5 эВ/см³, характерного для Галактики.

Дальнейшие исследования как свойств космических лучей с энергией $\varepsilon > 10^{17}$ эВ, так и свойств нетеплового излучения активных галактических ядер позволят достичь исчерпывающего решения проблемы происхождения космических лучей.

Задачи к главе 7:

1. Исходя из степенной формы энергетического спектра космических лучей с показателем $\gamma = 2.7$ и их суммарной плотности энергии $E_c = 0.5$ эВ/см³ вычислить интенсивность космических лучей с кинетическими энергиями $\varepsilon_k > 1$ ГэВ. Считать, что частицы с энергиями $\varepsilon_k > 1$ ГэВ являются релятивистскими и они вносят основной вклад в суммарную плотность энергии космических лучей.
2. Используя результат предыдущей задачи, определить значение интенсивности космических лучей с энергиями $\varepsilon > 10^{14}$ эВ. Ответ выразить в единицах частиц/(м²·год).
3. Оценить максимальную энергию протонов, выход которых из Галактического диска с толщиной $h = 300$ пк существенно замедляется благодаря наличию магнитного поля с напряженностью $B = 10^{-6}$ Гс.

4. Оценить концентрацию частиц космических лучей исходя из значения 1) плотности потока космических лучей $F_c = 1$ частиц/(см² с) и 2) плотности энергии космических лучей $E_c = 0.5$ эВ/см³.
5. Исходя из выражения (7.39) для дифференциальной по импульсу концентрации космических лучей, получить выражение для их дифференциальной по кинетической энергии интенсивности $I(\epsilon_k)$. Угловое распределение космических лучей считать изотропным.
6. Определить пороговую энергию протонов для процесса фоторождения π^0 -мезонов при взаимодействии протона с фотоном реликтового излучения $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$.
7. Оценить максимальную энергию космических лучей (протонов), для которых модулирующее воздействие солнечным ветром является существенным.
8. Вычислить энергию пули массой 9 г, которая движется с такой же скоростью, как и протон с энергией 10^{15} эВ. Полученное значение сравнить с годовой выработкой электроэнергии в России, равной 10^{12} кВт·час.
9. Какую эффективную площадь должна иметь установка для регистрации космических лучей, чтобы с ее помощью за год работы можно было измерить интенсивность космических лучей с энергиями $\epsilon > 10^{19}$ эВ со статистической точностью 10%.
10. Определить пороговую энергию протона для процесса фоторождения электрон-позитронной пары при взаимодействии протона с реликтовым излучением:

$$p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+.$$

8. Космология

8.1. Введение

Космология — физическое учение о Вселенной как целом, основанное на наблюдательных данных и теоретических выводах, относящихся к охваченной астрономическими наблюдениями части Вселенной. Теоретический фундамент космологии составляют основные физические теории: теория тяготения, теория электромагнитного поля, квантовая теория и др. Эмпирические сведения предоставляются ей главным образом *внегалактической астрономией*. Важную роль в космологии играет тяготение, так как именно оно определяет взаимодействие масс на больших расстояниях, характерных для космологии, а, следовательно, и динамику космической материи.

Наряду с изучением динамики космической материи космология рассматривает её современные физические свойства, а также их *эволюцию*. Как стало ясно из наблюдений в 30-х годах 20-го, века Вселенная не является статичной и неизменной, как полагали многие до этого, включая создателя общей теории относительности А. Эйнштейна. Любая, достаточно большая по размеру часть Вселенной находится в состоянии непрерывного расширения. Экстраполяция этого расширения в прошлое неминуемо приводит к заключению, что размеры каждой такой выделенной области Вселенной конечное время назад были ну-

левыми. Все это приводит к выводу о том, что не только крупномасштабная структура Вселенной, но и все вещество, входящее в состав звёзд, галактик, межгалактического газа и всех других объектов, в прошлом имело иные свойства. Согласно современным космологическим представлениям, вещество прошло стадию чрезвычайно высоких плотностей и температур, ещё недоступных экспериментальной физике. Эта стадия отстоит от современной на 14 млрд. лет. В то время первичная материя была распределена однородно и изотропно, без выделенных областей или направлений, и находилась в состоянии повсеместного расширения, ведущего к уменьшению плотности и температуры. При температурах 10^{12} – 10^{11} К характерное время расширения (например, время уменьшения температуры вдвое) составляло тысячные доли секунды. При понижении температуры до $\sim 10^{11}$ К плотность материи (включая излучение, частицы и античастицы) должна была уменьшиться до плотности ядерного вещества. Начиная с этой эпохи эволюция становится возможным изучение свойств материи на основе твёрдо установленных ядерной физикой законов.

Эпоха, соответствующая температуре $T \approx 10^{10}$ – 10^8 К и времени расширения $t \sim 1$ с, является наиболее ранней, о которой есть прямые наблюдательные свидетельства. В ту эпоху должно было происходить образование ядер гелия, дейтерия и других лёгких элементов из протонов и нейтронов. Содержание этих элементов в современном космическом веществе согласуется с расчётными значениями, что говорит о *космологическом происхождении лёгких элементов* (тяжёлые элементы синтезируются значительно позже в звёздах (см. п. 4.7)). После образования ядер лёгких элементов в эпоху $t \sim 100$ с вещество ещё длительное время (около 1 млн. лет) представляло собой плазму. В термодинамическом равновесии с плазмой находилось излучение. Температура вещества, т. е. протонов, электронов, ядер лёгких элементов, была равна температуре равновесного излучения. Высокие плотность и температура излучения не позволяли образовываться нейтральным атомам, поскольку было много фотонов, способных ионизовать вещество.

После снижения температуры до значения $T \approx 3000$ К электроны смогли присоединиться к ядрам элементов и наступила так называемая эпоха разделения вещества и излучения (её называют *эпохой рекомбинации*). С этого момента фотоны перестали активно взаимодействовать с веществом, начали распространяться свободно и наблюдаются сейчас в виде равновесного микроволнового фонового излучения, которое в русскоязычной научной литературе принято именовать *реликтовым излучением*.

Уже на самых ранних стадиях эволюции Вселенной существовали незначительные отклонения от однородности и изотропии. В послерекомбинационную эпоху отклонения от однородности и изотропии стали нарастать благодаря *гравитационной неустойчивости*. Есть основания полагать, что именно такие малые возмущения плотности вещества привели к образованию наблюдаемой сейчас пространственной структуры в виде галактик и их скоплений. Современная Вселенная характеризуется высокой степенью однородности и изотропии лишь в больших масштабах, включающих много скоплений галактик, а в меньших масштабах, типичных для отдельных галактик и скоплений, – сильной неоднородностью и анизотропией.

Предположение об однородности и изотропии распределения первичной материи находит своё отражение в моделях однородной изотропной расширяющейся Вселенной. Их называют фридмановскими космологическими моделями, поскольку первые модели нестационарной Вселенной были предложены в 1922 г. советским учёным А. А. Фридманом на основе общей теории относительности (теории тяготения) А. Эйнштейна. В этих моделях расширение Вселенной начинается от состояния, характеризующегося бесконечной плотностью вещества (от сингулярности). Это начальное состояние Вселенной вслед за Г. Гамовым (1940) принято называть большим взрывом. Свойства вещества в этом состоянии неизвестны. Существующие теории вещества и гравитационного поля применимы к веществу, плотность которого меньше, чем

$$\rho_P = \frac{c^5}{G^2 h} \approx 8.2 \cdot 10^{93} \text{ г/см}^3, \quad (8.1)$$

а температура ниже, чем

$$T_P = \sqrt{\frac{c^5 h}{k^2 G}} \approx 3.6 \cdot 10^{32} \text{ К}. \quad (8.2)$$

Эти значения ρ_P и T_P носят название планковских. Они получены из фундаментальных физических постоянных: скорости света c , гравитационной постоянной G , постоянной Планка h и постоянной Больцмана k . Согласно фридмановским космологическим моделям, значения T_P и ρ_P характерны для Вселенной, имеющей возраст

$$t_P = \sqrt{\frac{Gh}{c^5}} \approx 1.4 \cdot 10^{-43} \text{ с}. \quad (8.3)$$

В эту эпоху физические условия таковы, что для их описания потребуется ещё не созданная квантовая теория тяготения.

8.2. Наблюдательные основы современной космологии

В хорошо исследованной области пространства, на расстояниях до 1 Гпк, находится несколько миллиардов звёздных систем – галактик. Таким образом, наблюдаемая область Вселенной – *Метагалактика* – это прежде всего мир галактик. Большинство галактик входит в состав групп и скоплений, содержащих десятки, сотни и тысячи членов.

Наша Галактика принадлежит к *Местной группе галактик*, которая, в свою очередь, примыкает к скоплению галактик с центром в направлении созвездия Девы. Скопление галактик в Деве содержит более тысячи галактик и имеет размер около 3 Мпк, расстояние до него $d \approx 20$ Мпк. Месторасположение Галактики таково, что распределение ближайших галактик выглядит анизотропным – с ярко выраженным превышением числа галактик в направлении Девы по сравнению с числом галактик, наблюдаемых в противоположном направлении. Однако эта анизотропия исчезает по мере перехода к подсчёту всё более слабых и, следовательно, всё более далёких галактик. В объёмах с характерным размером 100 Мпк, где содержится много скоплений галактик, средняя плотность вещества («размазанного» вещества галактик) ρ практически совпадает со средним значением ρ по всему исследованному пространству – объёму с радиусом в несколько Гпк.

Кроме вещества, образующего звёзды галактик, в Метагалактике есть другие виды вещества и излучения: нейтральный и ионизованный газ (в скоплениях галактик и между скоплениями), пыль, космические лучи, магнитные поля, микроволновое космическое излучение (реликтовое излучение). Неизвестен вклад в плотность энергии тех видов материи, которые слабо взаимодействуют с обычным веществом и, следовательно, трудно поддаются обнаружению. В межгалактическом пространстве присутствуют другие, ещё не обнаруженные или даже пока неизвестные виды материи. Наиболее убедительно свидетельствует о крупномасштабной однородности вещества и гравитационного поля высокая степень изотропии реликтового излучения.

Опираясь на экспериментально установленную однородность пространственного распределения скоплений галактик и других видов вещества и излучения, космология рассматривает Метагалактику как сплошную среду, имеющую однородную плотность, по величине не меньшую, чем плотность «размазанного» вещества галактик. Такое

представление о крупномасштабной структуре Вселенной пригодно, по крайней мере, в качестве первого приближения.

На нестационарность окружающего мира указывает эволюция звёзд и звёздных скоплений, процессы типа взрывов звезд и истечения вещества из звёзд и ядер галактик. Нестационарность наблюдаемой части Вселенной проявляется в её расширении, что установлено по систематическому движению далёких галактик. Спектральные линии в спектрах далёких галактик смещены по сравнению с положением тех же линий, полученных в лабораторных условиях на Земле, к красному концу спектра. Относительное изменение длины волны спектральной линии – *красное смещение* – определяется выражением

$$z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0, \quad (8.4)$$

где λ_0 – лабораторная, т.е. измеренная в системе источника излучения, длина волны; λ – длина волны линии, измеренная в системе наблюдателя. Значение красного смещения достигает величины $z \approx 10$ для далёких квазаров и галактик. Красное смещение спектральных линий объясняется эффектом Доплера, обусловленным движением источника света в направлении от наблюдателя. При скорости источника света $V \ll c$ относительное изменение частоты $z \approx v/c$.

По измеренному z можно определить лучевую скорость удаления («разбегания») галактик. Красное смещение, наблюдаемое в спектрах всех далёких галактик для всех направлений на небе, указывает, что галактики удаляются от нашей Галактики и друг от друга. На это общее движение накладываются малые случайные (пекулярные) движения отдельных галактик. Расширение (нестационарность) Метагалактики было надёжно установлено после того, как американский астроном Э. Хаббл в 1929 г. вывел из данных наблюдений закон пропорциональности между величиной z и расстоянием до далёкой галактики r (закон Хаббла):

$$z = Hr/c. \quad (8.5)$$

Из этого соотношения следует, что чем дальше расположена галактика, тем с большей радиальной (лучевой) скоростью она движется:

$$v = Hr. \quad (8.6)$$

Коэффициент пропорциональности H называется постоянной Хаббла. Значение H не зависит от направления на небесной сфере и от расстояния до галактики. По современным измерениям значение постоянной Хаббла равно

$$H_0 = 67.8 \pm 0.77 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк}).$$

Обратная величина имеет размерность времени и равна

$$t_H = 1/H_0 \approx 1.4 \cdot 10^{10} \text{ лет.}$$

Закон (8.6) проверен для большого числа галактик, включая самые далёкие из наблюдаемых. Он более точно выполняется не для отдельных галактик, а для их скоплений, т. к. при этом усредняются случайные скорости отдельных галактик скопления. Дисперсия скоростей галактик в скоплении может достигать 1000 км/с, однако центры скоплений и групп галактик, а также индивидуальные галактики, не входящие в группы и скопления, подчиняются закону (8.6). Случайные скорости, дополнительные к общему хаббловскому расширению, не превышают у них, вероятно, 50—100 км/с. Важным

наблюдаемым фактом является отсутствие зависимости постоянной Хаббла H_0 от направления и расстояния до объекта. Изотропия расширения, т. е. независимость наблюдаемой картины расширения от направления на небесной сфере, рассматриваемая сама по себе, означает сферическую симметрию с центром в точке наблюдения. Отсутствие зависимости H_0 от расстояния r означает большее — одинаковость наблюдаемой картины в разных точках наблюдения, т. е. однородность Вселенной.

Важно отметить, что гравитационно связанные системы тел (планетные системы, галактики и др.), полная энергия которых отрицательна, не подвержены хаббловскому расширению.

Закон расширения Хаббла (8.6) означает, что любой выделенный участок Вселенной в прошлом имел размеры меньшие, чем в современную эпоху. Движение по времени вспять неминуемо приводит к стягиванию любого объема Вселенной в точку в эпоху, отстоящую от современной на время $t \approx t_H$. По этой причине величина t_H представляет собой время расширения Вселенной или ее возраст.

Поскольку уменьшение любого выделенного объема Вселенной неминуемо сопровождается ростом средней температуры вещества, заключенного в этом объеме, из общих соображений ясно, что на очень ранних этапах эволюции Вселенной в ней не существовало ни галактик, ни звезд, ни молекул и атомов. Все вещество, из которого впоследствии сформировались наблюдаемые структуры, на столь ранних этапах находилось в полностью ионизованном состоянии при высокой температуре. Это горячее вещество было непрозрачно для излучения и находилось с ним в состоянии термодинамического равновесия. По мере расширения Вселенной температура вещества, а, следовательно, и температура равновесного планковского излучения, уменьшалась. Следствием этой теории «горячей Вселенной» (Г. Гамов, 1940) является существование реликтового излучения, равновесный спектр которого в современную эпоху соответствует температуре в несколько градусов.

Отсутствие выделенных направлений на небесной сфере особенно надёжно

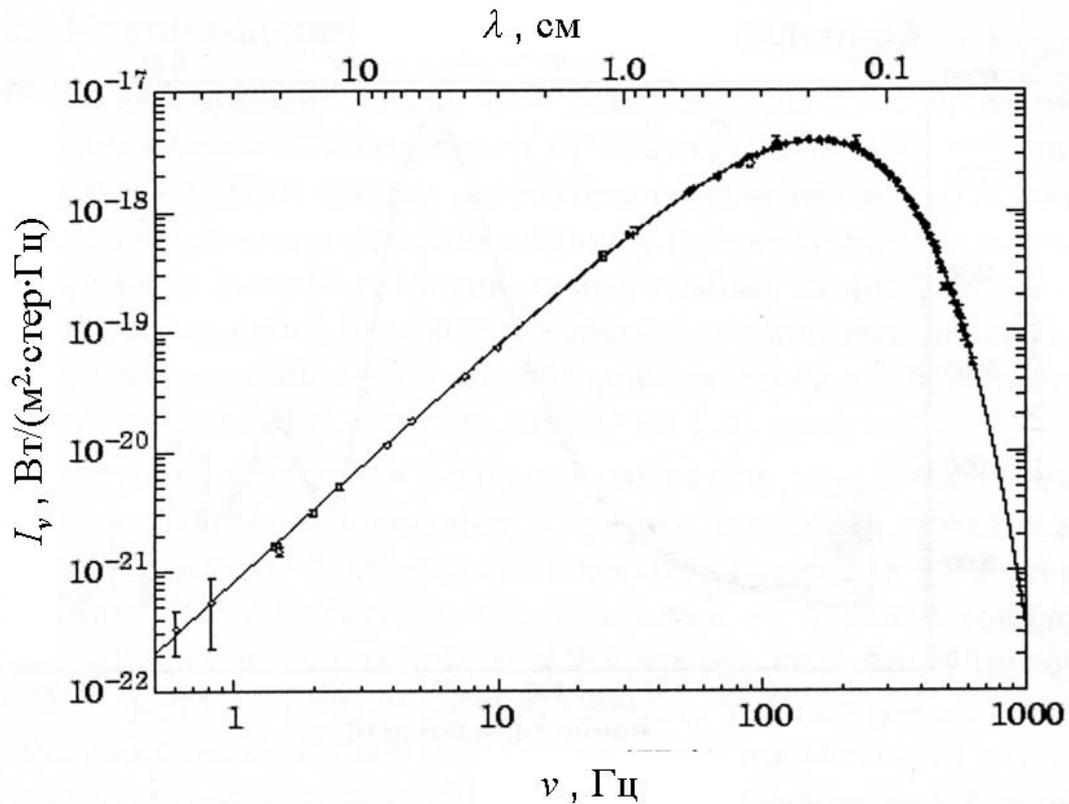


Рис. 8.1. Спектр (интенсивность как функция частоты) реликтового излучения. Сплошная кривая – функция Планка, отвечающая температуре $T = 2.726$ К. Приведены результаты измерений, выполненные на баллонах и космических аппаратах.

подтверждается изотропией температуры реликтового излучения. Фотоны реликтового излучения, приходя к нам, покрывают расстояния, в несколько раз превышающие расстояния до далёких галактик, и при этом температура излучения, определённая для разных направлений, оказывается одинаковой с точностью до десятой доли процента.

Реликтовое излучение Вселенной, которое называется также микроволновым фоновым излучением, было открыто американскими исследователями А. Пензиасом и Р. Вильсоном (1965). От излучения звёзд, галактик и других астрономических источников реликтовое излучение отличается двумя важнейшими свойствами: угловой изотропией, т. е. одинаковой интенсивностью от всех участков неба, и планковской (равновесной) формой спектра при температуре

$$T \approx 2.73 \text{ К.}$$

Никаких отклонений от планковской формы спектра не зафиксировано (рис. 8.1).

На больших угловых масштабах обнаружена слабая дипольная анизотропия на уровне

$$\Delta T/T = 3.37 \cdot 10^{-3}.$$

Это различие температур реликтового излучения, приходящего из разных направлений, однозначно интерпретируется как результат движения Солнечной системы относительно фона реликтового излучения со скоростью $v = 370$ км/с. Температура реликтового

излучения, идущего из области на небесной сфере, в направлении которой движется Солнце, выше среднего значения на величину

$$\Delta T = Tv/c,$$

а из диаметрально противоположной области неба – ниже на ту же величину.

Плотность энергии равновесного реликтового излучения составляет

$$E_\gamma = 0.26 \text{ эВ/см}^3.$$

Излучение с такими характеристиками не может быть излучением звёзд с термоядерными источниками энергии или множества дискретных источников (квазаров и др.), находящихся на космологических расстояниях. В то же время интерпретация этого излучения как сохранившегося от предшествующей плотной и горячей стадии развития Метагалактики (по этой причине оно и было названо реликтовым) является совершенно естественной и согласуется с другими экспериментальными и теоретическими сведениями. Планковский характер спектра фонового излучения согласуется с выводом о его реликтовом происхождении, поскольку в процессе расширения Вселенной излучение со спектром, первоначально соответствовавшим закону Планка, остаётся планковским, уменьшается лишь его температура.

Огромная величина свободного пробега фотонов реликтового излучения (миллиарды световых лет от акта их последнего рассеяния) является причиной, по которой оно стало эффективным средством исследования крупномасштабной структуры Вселенной.

Разнообразные методы исследования (спектральный анализ Солнца, звёзд и межзвёздной среды, химический анализ метеоритов и др.) позволяют оценить космическую распространённость химических элементов. Наиболее распространён простейший элемент – водород. Если распространённость водорода (H) принять за единицу, то относительное содержание атомов гелия (He) составляет 10^{-1} , дейтерия (изотопа водорода D) $\sim 10^{-5}$. Распространённость других элементов ещё ниже (см. п. 4.7). Часто распространённость элементов описывают не числом атомов, а их долей в общей массе космического вещества. Тогда, согласно наблюдениям, примерно 75% массы приходится на водород и около 25% – на гелий. Вклад других элементов существенно меньше. Элементы от углерода (C) до железа (Fe) образуются в недрах звёзд при их эволюции как продукт термоядерных реакций, а более тяжёлые элементы – во взрывных процессах типа вспышек сверхновых. Благодаря вспышкам (взрывам) сверхновых звёзд элементы попадают в межзвёздный газ. Гелий и дейтерий также образуются и сгорают при термоядерных реакциях в звёздах, однако их фактическая распространённость свидетельствует о том, что в основном они имеют космологическое, дозвёздное происхождение. Наблюдаемая распространённость He слишком высока, чтобы её можно было объяснить только реакциями синтеза в звёздах. Если предположить, что термоядерная реакция превращения водорода в гелий является единственным источником светимости звёзд нашей Галактики, то за время $\sim 10^{10}$ лет гелия образовалось бы примерно в 15 раз меньше, чем фактически наблюдается. Кроме того, звёздный гелий не выбрасывается в окружающее пространство, т. к. на стадии образования гелия звёзды не взрываются. Прямые наблюдения гелия весьма трудны, однако знаменательно, что разнообразные астрофизические методы приводят к примерно одинаковому значению относительного содержания гелия, близкому к 25% по массе. Следовательно, большая часть гелия имеет космологическую природу. Что касается дейтерия, то в различных ядерных реакциях ему легче сгореть, чем образоваться. Поэтому наблюдаемая распространённость дейтерия есть, нижний предел его первичного (дозвёздного) содержания.

Среди множества элементов в земных породах и космическом веществе есть различные радиоактивные элементы, способные к самопроизвольному распаду. Естественно предположить, что радиоактивные элементы начали возникать вместе с образованием звёзд Галактики в процессах звёздного нуклеосинтеза. Учитывая как скорость образования таких элементов, так и скорость их распада, по современному относительному содержанию элементов удаётся оценить возраст Галактики. По данным о радиоактивном распаде элементов он составляет

$$t_G = (11 - 13) \cdot 10^9 \text{ лет.}$$

К таким же величинам приводят оценки возраста звёзд на основе теории звёздной эволюции с начальным содержанием гелия 25% и водорода 75%, а также оценки возраста звёздных шаровых скоплений. Таким образом, из всей совокупности данных – расширения Метагалактики, существования реликтового излучения с планковским спектром, определений возраста различных астрономических систем – с большой достоверностью следует, что 14 млрд. лет назад во Вселенной начались важнейшие процессы, развитие которых привело к появлению наблюдаемой ныне структуры Вселенной. Более детальное описание этих процессов и эволюции Вселенной – задача физической космологии, учитывающей влияние сил тяготения на динамику вещества.

8.3. Ньютоновская модель эволюции Вселенной

Свойства *однородности и изотропии*, которыми обладает современная Вселенная в больших масштабах, позволяют рассмотреть ограниченную сферически-симметричную область, заполненную веществом, в качестве «типичной» и применить для её описания законы нерелятивистской механики и законы тяготения Ньютона. Для вывода уравнений, описывающих однородную изотропную и нестационарную систему тяготеющих тел (космологическая модель), предположим, что в начальный момент времени вещество распределено однородно в объёме сферической формы. Пусть радиальные скорости частиц подчиняются соотношению

$$v = Hr, \tag{8.7}$$

где $H > 0$, т. е. вещество расширяется. Величина H не зависит от пространственных координат и может меняться с течением времени.

Если в начальный момент времени положение какой-либо частицы характеризовалось значением r_0 , то в дальнейшем оно изменяется по закону

$$r(t) = r_0 R(t), \tag{8.8}$$

где $R(t)$ – безразмерный масштабный фактор, описывающий однородное расширение пространства Вселенной. Поскольку $v = dr/dt = H(t)r$, то

$$H(t) = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}. \tag{8.9}$$

Для определения зависимостей $R(t)$ и $H(t)$ в явном виде можно использовать законы сохранения массы и полной (механической) энергии для рассматриваемого объёма – шара с радиусом R . При расширении вещества плотность ρ со временем падает, но масса шара M , остаётся неизменной:

$$M = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho = \text{const.} \quad (8.10)$$

Это уравнение можно записать также в виде

$$\rho R^3 = \text{const.} \quad (8.11)$$

У элемента объёма единичной массы, в частности у элемента, находящегося на границе шара, как у тела, летящего вверх в поле тяжести Земли, кинетическая энергия уменьшается, а потенциальная энергия увеличивается. Сумма же их – полная энергия E – остаётся постоянной:

$$E = \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{R} = \text{const.} \quad (8.12)$$

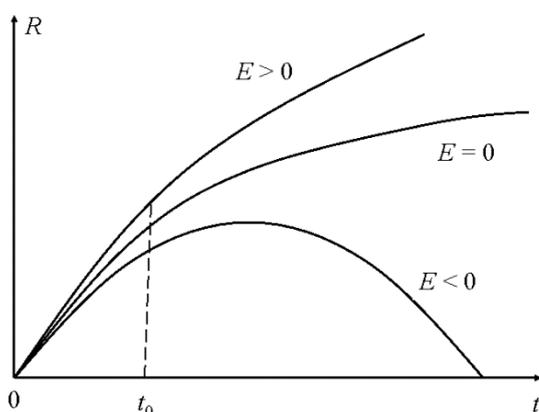


Рис. 8.2. Изменение ρ от времени масштабного фактора однородной изотропной Вселенной: $E > 0$ ($\rho < \rho_c$) – случай неограниченного гиперболического расширения; $E = 0$ ($\rho = \rho_c$) – случай неограниченного параболического расширения; $E < 0$ ($\rho > \rho_c$) – ограниченное расширение, сменяющееся сжатием. t_0 – современная эпоха.

Используя соотношения (8.7), (8.9) и (8.10) это уравнение можно записать в виде

$$\frac{3E}{4\pi GR^2} = \frac{3H^2}{8\pi G} - \rho. \quad (8.13)$$

Уравнения (8.9) и (8.13) позволяют определить эволюцию системы, т.е. найти функцию $R(t)$. Качественно характер эволюции можно определить и не интегрируя систему уравнений (см. рис. 8.2). Характер движения любого элемента объёма зависит от его полной энергии E . Как видно из уравнения (8.12), если $E > 0$ (кинетическая энергия больше потенциальной), то выделенный элемент всё время будет удаляться от центра симметрии. Следовательно, система будет расширяться неограниченно.

Если $E < 0$, то выделенный элемент не может удалиться от центра на сколь угодно большое расстояние r . Поэтому расширение вещества через некоторое время затормозится и сменится сжатием.

Случай $E = 0$ является промежуточным: расширение будет неограниченным, но скорость каждой частицы асимптотически стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$.

Согласно уравнению (8.13), знак E и, следовательно, характер движения материи определяются знаком разности $\rho - \rho_c$, где

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (8.14)$$

Величина ρ_c носит название *критической плотности вещества Вселенной*. Если $\rho > \rho_c$, то расширение Вселенной через некоторое время прекратится и сменится сжатием; при $\rho < \rho_c$ расширение будет продолжаться неограниченно долго. Величина ρ_c , так же как и ρ , меняется в ходе расширения, однако знак разности $\rho - \rho_c$ остаётся неизменным.

Современному значению постоянной Хаббла $H_0 = 68 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$ отвечает современное значение критической плотности

$$\rho_{c0} = 8.7 \cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3 = 5.2 m_p \text{ М}^{-3},$$

где m_p – масса протона.

Интегрируя систему уравнений (8.9), (8.13), можно найти зависимость размера R от времени t . В простейшем случае ($E = 0$) из этих уравнений следует:

$$R(t) = (6\pi G \rho_0)^{1/3} t^{2/3}, \quad \rho = \frac{1}{6\pi G t^2}, \quad H = \frac{2}{3t}, \quad (8.15)$$

где $\rho_0 = \rho(t_0)$. Начало отсчёта времени выбрано так, чтобы $R = 0$ при $t = 0$.

Законы классической механики и ньютоновской гравитации, использованные выше, содержатся в качестве предельного случая в уравнениях специальной и общей теории относительности. Поэтому следует ожидать (и это действительно имеет место), что классическое описание поведения вещества в не слишком большой области пространства и на не слишком большом интервале эволюции будет совпадать с релятивистским. Более того, в силу однородности космологической модели такая область может быть выбрана в любом месте бесконечного пространства. Следовательно, классическая физика применима к огромному кругу явлений, рассматриваемых космологией. Однако законы классической физики не дают возможности описать свойства космологической модели на предельно больших расстояниях, которыми, собственно, и интересуется космология. Для этих целей необходима релятивистская теория тяготения.

8.4. Элементы общей теории относительности

Нерелятивистская физика рассматривает пространство и время как «арену», на которой разыгрываются физические процессы; она не связывает воедино пространство и время. Специальная (частная) теория относительности объединила пространство и время в единый четырёхмерный мир – «пространство-время». Следующий шаг был сделан в релятивистской теории тяготения Эйнштейна – *общей теории относительности* (ОТО). Согласно ОТО, распределение и движение материи изменяют геометрические свойства пространства-времени и, с другой стороны, сами зависят от них.

Первую космологическую модель попытался построить А. Эйнштейн на основе уравнений ОТО. Он исходил из предположений об однородности и изотропии, наряду с предположением о неизменности свойств Вселенной во времени. Статичность модели достигалась за счёт введения в уравнения Эйнштейна так называемого *космологического члена*, характеризующего действие гипотетических сил отталкивания, способных противостоять силам тяготения. А. А. Фридман показал в 1922 г., что статический мир Эйнштейна является лишь частным решением гравитационных уравнений для однородных и изотропных моделей, а в общем случае решения зависят от времени. Более того, если не вводить космологического члена, то решения обязаны быть зависящими от времени.

Поскольку эти решения описывают усреднённое распределение вещества в Метагалактике, то отсюда следует вывод о нестационарности Вселенной. В отсутствие градиентов давления и любых других сил, противостоящих тяготению, статичность системы невозможна. Её поведение определяется силами притяжения и начальными условиями. Начальные условия могут быть заданы так, что начальное расширение будет продолжаться неограниченно долго, либо расширение сменится в конце концов сжатием. Нестационарные решения уравнений Эйнштейна, основанные на постулатах однородности и изотропии, называются фридмановскими решениями или фридмановскими космологическими моделями.

Для описания эволюции Вселенной естественно выбирается система отсчета, в которой уравнения, описывающие эволюцию, имеют наиболее простой вид. В ньютоновской механике логично выбрать инерциальную систему отсчета с жесткими, недеформируемыми осями. Однако эту систему нельзя распространить на всю Вселенную, плотность материи которой не равна нулю.

В ОТО изотропно расширяющуюся среду удобно рассматривать в системе координат, расширяющейся вместе с материей. В этом случае расширение Вселенной сводится к изменению масштаба координатной сетки, а отдельные галактики остаются как бы «вмороженными» в нее. Такую систему называют сопутствующей.

Основная информация от космических объектов получается из наблюдения (регистрации) электромагнитных волн (света). Свет распространяется по геодезической линии, поэтому для него интервал равен нулю. В случае пространства с нулевой кривизной это утверждение записывается в виде

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2 dr^2 = 0,$$

где dr – расстояние, которое свет проходит за время dt , R – безразмерный масштабный параметр. Для простоты рассматривается свет, распространяющийся вдоль радиальной координаты r . Отсюда для света, испущенного источником в точке r в момент времени t и наблюдаемого в точке $r=0$ в момент времени t_0 , имеем

$$\int_t^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = \int_0^r dr = r. \quad (8.16)$$

Для второго гребня волны, испускаемого из источника спустя короткое время δt , имеем

$$\int_t^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t+\delta t}^{t_0+\delta t} \frac{dt}{R(t)}.$$

При достаточно малых значениях δt фактор R можно считать постоянным на всем интервале интегрирования, поэтому

$$\frac{\delta t}{R(t)} = \frac{\delta t_0}{R(t_0)}.$$

Поскольку δt – время между двумя последовательными волновыми гребнями, оно соответствует длине волны, как в случае испускания, так и поглощения, поэтому

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{R(t)}{R(t_0)}$$

Для красного смещения z следовательно имеем соотношение

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{R(t_0)}{R(t)},$$

или

$$\frac{R_0}{R(z)} = 1 + z. \quad (8.17)$$

Таким образом, красное смещение определяется соотношением «размеров» Вселенной в момент испускания излучения и в данный момент соответственно. Во избежание недоразумений заметим, что в соотношениях (8.16)-(8.17) $t_0 > t$ и $\lambda_0 > \lambda$, в отличие от выражения (8.4), где, напротив, излучение с длиной волны $\lambda > \lambda_0$ относится к настоящему, а с λ_0 – к прошлому.

Из наблюдения z можно получить информацию об изменении $R(t)$. Разлагая $R(t)$ в ряд Тейлора относительно его настоящего значения, получаем

$$R(t) / R(t_0) = 1 + H_0(t - t_0) - (1/2)q_0 H_0^2(t - t_0)^2 + \dots \quad (8.18)$$

Следовательно, постоянная Хаббла и параметр замедления q_0 определяются выражениями

$$H_0 = \frac{1}{R(t_0)} \left(\frac{dR}{dt} \right)_0 \quad (8.19)$$

и

$$q_0 = - \left[R \frac{d^2 R}{dt^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^{-2} \right]_0. \quad (8.20)$$

Индекс 0 в выражениях (8.17) – (8.20) означает, что соответствующие величины относятся к настоящему моменту времени t_0 . Оставляя только первый член в выражении (8.18) и используя равенство $r = c(t_0 - t)$, выражение (8.17) можно переписать в виде

$$cz \approx H_0 r.$$

Это выражение совпадает с эмпирически установленным законом Хаббла (8.5). Как ясно из процедуры вывода этого соотношения, оно носит приближенный характер и справедливо при $z \ll 1$.

Связь времени распространения света до наблюдателя, находящегося по определению в точке с $z = 0$, от объекта, находящегося на расстоянии с красным смещением $z > 0$, можно найти, если продифференцировать соотношение (8.17) по времени, что дает:

$$\frac{dz}{dt} = -H(z)(1 + z), \quad (8.21)$$

где, как и прежде параметр Хаббла связан с масштабом системы соотношением

$$H(z) = \frac{1}{R(z)} \frac{dR(z)}{dt}. \quad (8.22)$$

Из соотношения (8.21), находим время распространения света:

$$\Delta t = \int_0^z \frac{dz}{H(z)(1+z)}. \quad (8.23)$$

Чтобы практически определить время распространения света от источника с красным смещением z необходимо знать функцию $H(z)$. Ее можно получить из космологической модели или из наблюдений.

Ньютоновская механика, как это следует из соотношений (8.15), дает

$$H(z) = (1+z)^{3/2} H_0.$$

Однако, как уже было отмечено выше, классическая физика имеет серьезные ограничения в описании эволюции Вселенной. Причем, есть наблюдательные факты, прямо указывающие на это обстоятельство.

В ньютоновской модели Вселенная заполнена материей, не создающей давление. Для обычной материи давление вещества

$$P \ll \rho c^2$$

мало по сравнению с величиной ρc^2 , где ρ – плотность вещества. Однако, вещество, состоящее из релятивистских частиц, создает давление

$$P = E_M/3,$$

которое сравнимо, или даже превышает величину ρc^2 . Здесь E_M – плотность энергии вещества.

Плотность вещества при расширении объема, занимаемого им, падает как

$$\rho_M \propto R^{-3}.$$

Плотность же энергии релятивистских частиц уменьшается при расширении быстрее:

$$E_M \sim R^{-4}.$$

Поэтому на достаточно ранних этапах эволюции Вселенной, когда температура среды достаточно высока, давление релятивистских частиц превышает плотность энергии покоя частиц:

$$P \gg \rho c^2.$$

На этих стадиях эволюции давление среды оказывает влияние на характер расширения системы.

В рамках ОТО учет давления сводится к замене плотности вещества ρ на комбинацию плотности и давления $\rho + 3P/c^2$. Давление как бы создает добавочную плотность и является источником гравитационного поля.

При учете влияния давления вещества уравнение движения принимает вид

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3}R\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right). \quad (8.24)$$

Как уже отмечалось, Эйнштейн изначально ввел в уравнения ОТО космологический член, призванный обеспечить стационарность (неизменность) Вселенной. В частности уравнение (8.24) с учетом космологического члена имеет вид

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3}R\left(\rho - 2\rho_\Lambda + \frac{3P}{c^2}\right), \quad (8.25)$$

где

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{4\pi G} \quad (8.26)$$

– величина, имеющая размерность плотности вещества, Λ – космологическая постоянная. Физическая суть космологической постоянной не была известна во времена Эйнштейна, не вполне ясна она и сейчас. Одно из предположений на этот счет состоит в том, что Вселенная равномерно заполнена некой субстанцией – *темной энергией* (dark energy), плотность энергии которой

$$E_{DE} = \rho_\Lambda c^2. \quad (8.27)$$

Согласно наблюдательным данным современная плотность обычного (барионного) вещества составляет

$$\Omega_B = \rho_{B0}/\rho_{c0} = 0.042.$$

При этом в звездах находится только около 10% барионной материи. Считается, что основная ее часть сосредоточена в облаках горячего газа в скоплениях галактик и в ненаблюдаемых пока звездах низкой светимости, таких как *коричневые карлики*.

Помимо этого, как уже отмечалось, есть серьезные основания считать, что во Вселенной повсеместно присутствует ненаблюдаемая материя в количестве в пять раз превышающем содержание обычного вещества. Эта, так называемая «темная материя» проявляет себя посредством гравитационного воздействия на все окружающие массивные тела. Как уже отмечалось выше, наличие темной материи (или скрытой массы) следует, например, из вида ротационных кривых галактик. Количество темного вещества характеризуется значением его средней плотности

$$\Omega_{DM} \approx 0.2.$$

Прямое детектирование частиц темной материи и установление их природы – одна из актуальных нерешенных проблем физики.

Суммарное содержание барионного и темного вещества во Вселенной, следовательно, характеризуется средней плотностью

$$\Omega_M \approx 0.25.$$

Давление вещества в современной Вселенной пренебрежимо мало

$$P_M \ll \rho_M c^2,$$

поскольку вещество состоит преимущественно из нерелятивистских частиц.

Преобладающий вклад в давление вносит реликтовое излучение, однако, его давление таково, что величина

$$\rho_\gamma = 3P_\gamma / c^2 = E_\gamma / c^2,$$

имеющая размерность плотности вещества, в современную эпоху составляет

$$\rho_{\gamma 0} = 4.63 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3,$$

что значительно ниже значения критической плотности ρ_{c0} . Поэтому влияние реликтового излучения на динамику современной Вселенной также пренебрежимо мало.

Плотность темной энергии при расширении остается постоянной:

$$\rho_\Lambda(R) = \text{const}.$$

Поэтому, пренебрегая давлением вещества, запишем уравнение (8.25) в виде

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{4\pi G}{3} R \rho_{c0} \left[2\Omega_{DE} - \Omega_M \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \right], \quad (8.28)$$

где

$$\Omega_M = \rho_{M0} / \rho_{c0}$$

– современная плотность вещества в единицах критической плотности,

$$\Omega_{DE} = E_{DE0} / (\rho_{c0} c^2)$$

- современная плотность темной энергии.

В современную эпоху Вселенная расширяется с ускорением (т.е. $d^2 R / dt^2 > 0$), следовательно

$$2\Omega_{DE} > \Omega_M.$$

В прошлом при достаточно больших значениях красного смещения $z = R_0 / R - 1$, обеспечивающих неравенство

$$\Omega_M (R_0 / R)^3 > 2\Omega_{DE},$$

Вселенная расширялась с замедлением ($d^2R/dt^2 < 0$). Переход от замедляющегося к ускоренному расширению, согласно соотношению (8.28), произошел в эпоху с масштабным фактором $R_{acc}=R(z_{acc})$, величина которого определяется соотношением

$$\left(\frac{R_0}{R_{acc}}\right)^3 = \frac{2\Omega_{DE}}{\Omega_M}.$$

Из соотношения (8.17) находим величину красного смещения, отвечающего моменту перехода к ускоренному расширению:

$$z_{acc} = (2\Omega_{DE} / \Omega_M)^{1/3}. \quad (8.29)$$

Имеющиеся данные наблюдений, в частности, наблюдения взрывов сверхновых в удаленных галактиках (см. ниже), свидетельствуют о том, что имеет место равенство

$$\Omega_M + \Omega_{DE} = 1. \quad (8.30)$$

Это означает, что плотность энергии темной материи характеризуется величиной

$$\Omega_{DE} \approx 0.75.$$

Поэтому переход к ускоренному расширению произошел при значении красного смещения

$$z_{acc} = 0.82.$$

Уравнение энергии в ОТО имеет вид

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} R^2 (\rho_M + \rho_r + \rho_\Lambda). \quad (8.31)$$

Это уравнение фактически совпадает с уравнением (8.12) ньютоновской теории при $E = 0$, т.е. при $\rho = \rho_{c0}$, где ρ – плотность

$$\rho = \rho_M + \rho_r + \rho_\Lambda$$

помимо материи с плотностью ρ_M дают также вклад темная энергия (ρ_Λ) и излучение (или радиация) с плотностью

$$\rho_r = E_r / c^2.$$

Здесь E_r – плотность энергии излучения и всех существующих популяций релятивистских частиц.

Учитывая закон изменения входящих в уравнение (8.31) плотностей, его можно записать в виде

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G \rho_{c0}}{3} R^2 \left(\Omega_M \frac{R_0^3}{R^3} + \Omega_r \frac{R_0^4}{R^4} + \Omega_\Lambda \right). \quad (8.32)$$

Из уравнения (8.32) следует, что закон ускоренного расширения Вселенной асимптотически стремится к закону

$$R(t) \propto \exp(Ht) = \exp(\sqrt{\Omega_{DE}} H_0 t). \quad (8.33)$$

При этом параметр замедления

$$q = \frac{1}{2} \Omega_M - \Omega_\Lambda = \frac{3}{2} \Omega_M - 1$$

стремится к значению $q = -1$.

Уравнение (8.32) можно записать в виде

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_r (1+z)^4 + \Omega_\Lambda \right]. \quad (8.34)$$

Подставляя значение параметра Хаббла $H(z)$ в выражение (8.23), можно определить возраст Вселенной по значению красного смещения z . В частности, переход к ускоренному расширению отвечает возрасту Вселенной

$$t_{acc} = \frac{1}{H_0} \int_{z_{acc}}^{\infty} \frac{dz}{(1+z) \sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}.$$

Выполнение интегрирования по z в этом выражении дает

$$t_{acc} \approx 5.5 \text{ млрд. лет.}$$

На стадии, предшествующей ускоренному расширению, т.е. при $t < t_{acc}$, основной вклад в правую часть уравнения (8.32) дает вещество. Пренебрегая вкладом излучения и темной энергии, получаем закон расширения Вселенной на этой стадии:

$$R \propto t^{3/2}. \quad (8.35)$$

Этот закон совпадает с предсказанием ньютоновской теории.

При переходе ко все более ранним эпохам расширяющейся Вселенной плотность излучения в уравнении (8.32) растет быстрее, чем плотность вещества. Их значения сравниваются в эпоху t_{eq} , когда выполнено равенство

$$\frac{R_0}{R_{eq}} \equiv \frac{R_0}{R(t_{eq})} = 1 + z_{eq} = \frac{\Omega_M}{\Omega_r} = 5 \cdot 10^3. \quad (8.36)$$

Красное смещение z_{eq} отвечает возрасту Вселенной $t_{eq} \approx 3 \cdot 10^4$ лет. Учет вклада в излучение частиц других типов, в частности, реликтовых нейтрино (существование которых предсказывается теорией, но еще не обнаружено экспериментально), дает несколько большее значение:

$$t_{eq} \approx 8 \cdot 10^4 \text{ лет.}$$

В эпоху $t < t_{eq}$ закон расширения, как видно из уравнения (8.32), определяется главным образом плотностью излучения. Поэтому эта эпоха называется радиационно-

доминированной. Как следует из уравнения (8.32) закон расширения в радиационно-доминированную эпоху имеет вид

$$R \propto t^{1/2}. \quad (8.37)$$

Информацию об истории расширения Вселенной можно получить из наблюдений, измеряя расстояния до объектов с известным красным смещением.

Если измерена плотность потока энергии излучения от какого-либо объекта F , причем светимость объекта L известна из каких-то соображений, то так называемое фотометрическое расстояние до объекта определяется выражением

$$d_l = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (8.38)$$

Поток излучения от объекта с собственной координатой r_1 распределен по поверхности сферы радиуса $R_0 r_1$. Расширение Вселенной обуславливает дополнительное уменьшение потока с ростом расстояния в $1+z$ раз из-за уменьшения энергии фотонов и еще в $1+z$ раз из-за уменьшения частоты прихода фотонов. Поэтому плотность потока энергии излучения и светимость объекта связаны соотношением

$$F = \frac{L}{4\pi(R_0 r_1)^2 (1+z)^2}. \quad (8.39)$$

Отсюда получаем выражение для фотометрического расстояния

$$d_l = d_m (1+z), \quad (8.40)$$

где

$$d_m = R_0 r_1$$

– так называемое метрическое расстояние.

Используя выражение (8.17), можно установить связь между фотометрическим и метрическим расстояниями:

$$d_m = R_0 r_1 = R_0 \int_t^{t_0} \frac{cdt}{R(t)} = \frac{d_l(z)}{1+z}. \quad (8.41)$$

Дифференцируя это соотношения по z , получаем зависимость

$$H(z) = c \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{d_l}{1+z} \right) \right]^{-1}, \quad (8.42)$$

которая определяет историю расширения Вселенной.

Наиболее подходящими объектами для определения закона расширения Вселенной в прошлом служат сверхновые типа I, поскольку их светимость с достаточной точностью может рассматриваться как «стандартная свеча». Результаты измерений звездных величин сверхновых в зависимости от их красного смещения представлены на рис. 8.3. Звездная величина m однозначно связана с фотометрическим расстоянием соотношением

$$\lg\left(\frac{d_l}{1\text{пк}}\right) = 1 + 0.2(m - \mathcal{M}),$$

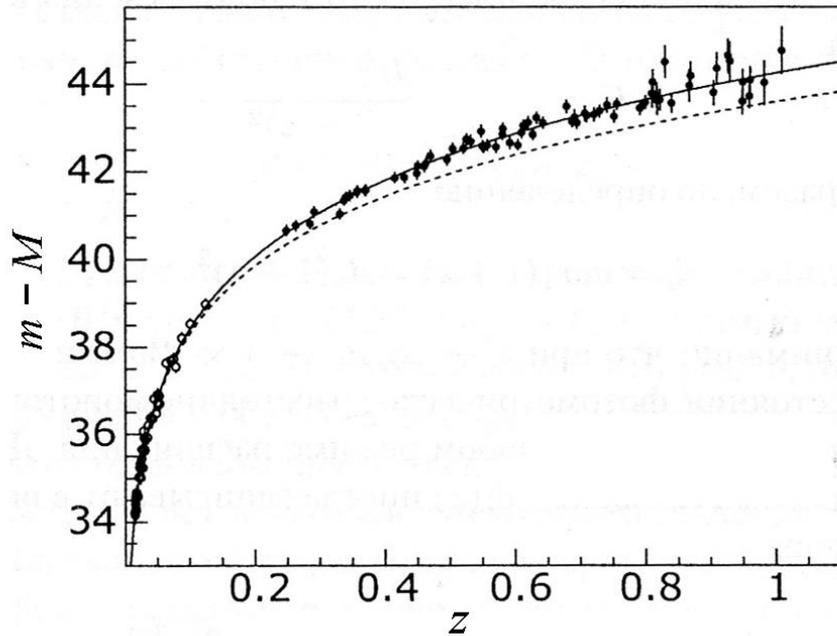


Рис. 8.3. Модуль расстояния (разность между видимой и абсолютной звездными величинами) как функция красного смещения сверхновых типа Ia. Сплошная и пунктирная линии соответствуют расчетам, выполненным при значениях плотностей $(\Omega_M, \Omega_{DE}) = (0.26, 0.74)$ и $(\Omega_M, \Omega_{DE}) = (1, 0)$ соответственно. Приведены также результаты наблюдений, полученные в рамках проекта SNLS.

в котором \mathcal{M} – абсолютная звездная величина объекта. Поскольку абсолютная звездная величина сверхновых типа I известна ($\mathcal{M} = -19.3^m$), измерения звездной величины позволяет определить величину фотометрического расстояния до наблюдаемой сверхновой. Это, в свою очередь, позволяет сопоставить рассчитанную зависимость фотометрического расстояния от красного смещения.

Измерения согласуются с законом расширения Вселенной, которое соответствует значениям параметров

$$\Omega_M = 0.26, \quad \Omega_{DE} = 0.74.$$

Как отмечено выше, такому набору параметров отвечает ускоренное расширение Вселенной.

Для предсказания далекого будущего Вселенной необходимо знание природы темной энергии. В то же время, можно достаточно уверенно экстраполировать эволюцию Вселенной на ближайшие несколько миллиардов лет. В течение этого времени Вселенная будет расширяться, причем темп ее расширения будет сравним с современным.

8.5. Физические процессы в горячей Вселенной

Космологические модели являются основой для описания физических процессов, протекавших на различных стадиях эволюции Вселенной.

Современное значение плотности обычного (барионного) вещества таково, что концентрация барионов, главным образом протонов и нейтронов, составляет

$$n_B = \frac{\Omega_B \rho_{c0}}{m_p} \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}.$$

Поскольку концентрация фотонов реликтового излучения в современную эпоху составляет (см. п. 3.2)

$$n_\gamma = 20.5T^3 \approx 420 \text{ см}^{-3},$$

отношение числа фотонов n_γ к числу барионов n_b составляет

$$s = n_\gamma / n_b \approx 10^9.$$

Большое значение величины s позволяет называть Вселенную горячей. Сейчас плотность энергии излучения в ней мала, а температура реликтового излучения $T_0 = 2.73\text{К}$ низка, но в прошлом плотность энергии излучения была доминирующей, поскольку с изменением масштаба R температура излучения меняется по закону

$$T = T_0(R_0/R),$$

где величины с индексом 0 соответствуют текущей эпохе.

В ранней Вселенной при малых $R \ll R_0$ существовала эпоха столь высоких температур, что энергии тепловых фотонов было достаточно для рождения пар всех известных частиц и античастиц. Частицы какого-либо сорта, обладающие массой покоя, рождаются и исчезают, если энергия фотонов превышает энергию покоя данного сорта частиц. Между различными сортами частиц для каждого значения температуры существует своё равновесное соотношение. По мере расширения Вселенной температура снижается и условия протекания реакций рождения и аннигиляции пар частиц изменяются.

Равновесие процесса (реакции), характеризуемого сечением σ , достигается при условии, что характерное время взаимодействия участвующих в процессе частиц τ_{int} меньше, чем время расширения системы (Вселенной) τ_{exp} :

$$\tau_{int} = (n\sigma c)^{-1} < \tau_{exp} \approx H^{-1}(t). \quad (8.43)$$

Здесь n – концентрация взаимодействующих частиц. Когда в процессе расширения достигается условие $\tau_{int} > \tau_{exp}$ реакции данного типа прекращаются и частицы соответствующего типа становятся свободными, невзаимодействующими.

По этой причине на определенной стадии расширения Вселенной прекращается процесс рождения частиц того или иного сорта. После этого некоторое число пар таких частиц аннигилирует, а те из оставшихся частиц, которые являются нестабильными, распадаются с течением времени по экспоненциальному закону. В зависимости от температуры и сортов частиц, находящихся при данной температуре в равновесии с

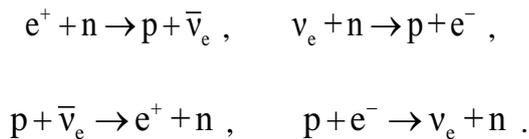
излучением, выделяют определённые эпохи (эры) в эволюции Вселенной: адронная, лептонная и др.

При температуре $T \sim 10^{13}$ К протекают реакции рождения и уничтожения пар нуклонов (протонов, нейтронов) и антинуклонов, мезонов, электронов и позитронов, нейтрино и антинейтрино, а также других устойчивых и неустойчивых частиц. При столь высоких температурах несколько иначе определяется параметр s : в формуле $s = n_\gamma / n_b$ следует заменить n_b на разность чисел барионов и антибарионов. Во всех процессах, протекающих на этой и более поздних стадиях эволюции, разность чисел барионов и антибарионов (барионный заряд) сохраняется, поэтому и в те времена значение s составляло $\sim 10^9$. По мере понижения температуры примерно до $5 \cdot 10^{12}$ К прекращается реакция рождения фотонами нуклон-антинуклонных пар, и, следовательно, они выходят из равновесия. Нуклоны и антинуклоны аннигилируют, остаются только избыточные нуклоны, для которых не хватило античастиц. Число избыточных нуклонов составляет ничтожную часть ($\sim 10^{-9}$) общего количества нуклонов и антинуклонов эпохи их равновесия. Именно эти избыточные нуклоны образуют основу вещества современной Вселенной. Если бы не было этого небольшого числа избыточных нуклонов, то мир был бы сейчас практически «пустым».

Соотношение между числом протонов и нейтронов в ранней Вселенной определяется разностью их масс

$$\Delta m = m_n - m_p = 1.3 \text{ МэВ}$$

и температурой. В ранние периоды эволюции Вселенной, когда температура была достаточно высокой $kT \gg m_n c^2$, количество протонов и нейтронов было примерно одинаковым за счёт быстрого превращения нейтронов в протоны и обратно в реакциях



Когда температура вещества в процессе расширения снизилась до величины $kT \sim m_n c^2$, скорость образования нейтронов начинает заметно снижаться по сравнению со скоростью образования протонов по причине энергетического характера. Начиная с этого момента число нейтронов снижается в соответствии с формулой, определяющей равновесие между нейтронами и протонами в зависимости от температуры (а, следовательно, и времени с начала расширения):

$$\frac{n_n}{n_p} \propto \exp\left(-\frac{\Delta m c^2}{kT}\right).$$

К моменту, когда температура снизилась до значения $T \approx 5 \cdot 10^9$ К отношение n_n/n_p стабилизируется на уровне 0.2. При снижении температуры до $T = (1-2) \cdot 10^9$ К начинается период активного ядерного синтеза, длящийся несколько секунд. Выжившие нейтроны и равное им количество протонов соединяются и образуют ядра гелия ${}^4\text{He}$. Согласно расчётам, на ядра ${}^4\text{He}$ приходится около 25% общей массы нуклонов. Остальные 75% массы приходятся на оставшиеся протоны (ядра водорода). Других элементов образуется крайне мало. Заметим, что нестабильность нейтронов практически не играет никакой роли в рассмотренных выше процессах, поскольку процесс первоначального нуклеосинтеза – образование легких ядер, завершается в эпоху $t \sim 100$ с.

После стадии термоядерных реакций температура вещества ещё настолько высока, что оно находится в состоянии плазмы, вплоть до периода рекомбинации: когда температура упала до величины

$$T = T_r \approx 3000 \text{ К},$$

протоны присоединяют электроны и превращаются в нейтральный водород. Несколько раньше образуется нейтральный гелий. Из этих первичных водорода и гелия, находившихся в газообразном состоянии, в дальнейшем, образовались первые звёзды и галактики. С этого периода фотоны реликтового излучения распространяются практически свободно.

Как показывают расчеты, температура $T = 3000 \text{ К}$ соответствует красному смещению

$$z_r \approx 1000$$

и времени $t_r \approx 5 \cdot 10^5$ лет.

Это позволяет оценить ожидаемую в настоящую эпоху температуру реликтового излучения:

$$T = T_r / (1 + z_r) \approx 3 \text{ К}.$$

Эта оценка хорошо согласуется с измеренной температурой реликтового излучения $T = 2.73 \text{ К}$, что является одним из подтверждений концепции расширяющейся Вселенной.

8.6. Структурность во Вселенной и её происхождение

Свойства однородности и изотропии, как показывают наблюдения, присущи Метагалактике в больших масштабах $\sim 100 \text{ Мпк}$, намного превышающих размеры галактик и их скоплений. Данные наблюдений не противоречат представлению о том, что и в далёком прошлом, в эпоху, когда вещество существовало в виде плазмы, условия однородности и изотропии выполнялись с большой точностью. С этих позиций современные гигантские неоднородности в виде галактик и их скоплений следует рассматривать как результат развития весьма малых по амплитуде начальных возмущений, существовавших в прошлом.

Физическая причина, приводящая к формированию структур во Вселенной (галактик и их скоплений) та же, что обуславливает образование звезд из межзвездного вещества – гравитационная неустойчивость Джинса (см. п. 4.2). Если в среде (газе, плазме) возникло сгущение, то гравитационные силы будут стремиться его увеличить, а силы упругости будут стремиться расширить среду и вернуть её в исходное состояние. Под действием этих противоположно направленных сил среда либо придёт в колебательное движение, либо будет испытывать монотонное движение. Характер движения зависит от соотношения между длиной волны возмущения и некоторым критическим масштабом, называемым джинсовским (см. п. 4.2):

$$l_J = c_s [\pi / (G \rho_0)]^{1/2}.$$

Эта величина зависит от параметров среды: скорость звука в среде c_s и её плотности ρ_0 . Масштаб l_J определяет массу Джинса M_J (см. выражение (4.4)) – массу, содержащуюся в объёме $(4\pi/3)(l_J/2)^3$.

В масштабах, меньших чем l_J , и в объёмах с массой меньше M_J имеют место колебания величин, описывающих возмущения. Амплитуда этих колебаний убывает лишь из-за процессов рассеяния энергии. Если же масштаб возмущения превышает l_J , то преобладающую роль играют гравитационные силы и колебательный характер возмущений сменяется на монотонное их нарастание. Другими словами, l_J определяет тот минимальный масштаб возмущения, начиная с которого силы упругости вещества не в состоянии противостоять силам тяготения, что и приводит к гравитационной неустойчивости среды.

Анализ всех типов возмущений в нестационарном расширяющемся мире показал, что среди возмущений плотности есть и такие, которые нарастают с течением времени, а при $t \rightarrow 0$ остаются малыми. Это означает, что в ранние эпохи, например, в эпоху нуклеосинтеза, отклонения от однородности и изотропии могут оставаться малыми, и, следовательно, они не влияют на выводы, полученные в рамках фридмановских космологических моделей. Именно этот тип возмущений является физической причиной образования наблюдаемой структурности Вселенной.

Среднее расстояние между галактиками в современную эпоху примерно в 100 раз превышает их размеры. Это означает, что в эпоху, соответствующую красному смещению $z = 100$, когда масштабный фактор $R(t)$ был в 100 раз меньше нынешнего R_0 , галактики должны были бы «соприкасаться краями», а до этого галактики и их скопления заведомо не могли существовать в их современном виде. Высокая степень изотропии реликтового излучения в угловых масштабах, соответствующих линейным размерам скопления галактик, говорит о весьма малой неоднородности догалактического вещества в эпоху рекомбинации. Это один из важных аргументов в пользу образования наблюдаемой структурности из малых по амплитуде возмущений, существовавших в эпоху рекомбинации и развившихся в дальнейшем в силу гравитационной неустойчивости. Происхождение и характер возмущений, существовавших на дорекомбинационной стадии, ещё не выяснены.

Мелкомасштабные возмущения к моменту рекомбинации затухают, а «выживают» только крупномасштабные, охватывающие массу $(10^5 - 10^6) M_\odot$. В послерекомбинационную эпоху такие возмущения могут беспрепятственно нарастать. Наряду с ними после рекомбинации могли бы развиваться возмущения значительно меньших масштабов. Дело в том, что в период рекомбинации ($T \approx 3000$ К) упругость среды резко падает, т. к. фотоны перестают взаимодействовать с нейтральным веществом, и лишь давление газа противостоит гравитационным силам. В результате после рекомбинации джинсовская масса уменьшается до значений $(10^5 - 10^6) M_\odot$, характерных для карликовых галактик и больших шаровых скоплений звёзд. Следовательно, за счёт гравитационной неустойчивости на всём интервале времени, от эпохи рекомбинации до наших дней, могут нарастать и превращаться в гравитационно связанные системы возмущения с массой $M > 10^5 M_\odot$.

Несомненно, дальнейшее накопление наблюдательных данных (о распределении реликтового излучения и др.), а также теоретические исследования, в первую очередь по выяснению набора всех частиц, участвующих в рассматриваемых процессах, помогут в конце концов установить подлинную картину образования структурности во Вселенной.

8.7. Очень ранняя Вселенная

Эпоха первичного нуклеосинтеза – наиболее ранний период в эволюции Вселенной, о котором есть прямые наблюдательные свидетельства. Наблюдаемое обилие первичного

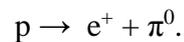
гелия и дейтерия служит основанием для суждений о физических условиях при температуре $T \sim 10^9$ К и плотности вещества $\rho \sim 10^2$ г/см³ в эпоху $t \approx 100$ с.

Более высокие температуры и плотности относятся к периоду, который называется «очень ранняя Вселенная». Интерес к столь удалённой эпохе, кроме общенаучных причин, вызывается необходимостью объяснения наблюдаемых особенностей окружающего мира, носящих отпечаток очень далёкого прошлого. Многие об очень ранней Вселенной в эпоху температур $T \sim 10^{10}$ К можно было бы узнать по реликтовым электронным нейтрино, которые в эту эпоху перестают взаимодействовать с другими частицами, но проблема их регистрации ещё не решена.

Современная теория элементарных частиц предсказывает, что при $T \sim 10^{13} - 10^{14}$ К (адронная эра) вещество содержало большое число свободных кварков – сильно взаимодействующих частиц, из которых состоят все адроны. Эта эпоха эволюции Вселенной описывается теорией сильных взаимодействий.

Для понимания свойств вещества в ещё более раннюю эпоху ($T \sim 10^{14} - 10^{16}$ К) привлекают теорию электрослабых взаимодействий, рассматривающую электромагнитное и слабое взаимодействия с единых позиций. Этот период можно назвать эрой промежуточных бозонов, поскольку при $T \sim 10^{15}$ К достигаются физические условия для появления большого числа частиц (промежуточных бозонов), реализующих единое электрослабое взаимодействие. Теория этого взаимодействия экспериментально подтверждена.

При ещё более высокой температуре необходимо найти объяснение зарядовой асимметрии Вселенной: она содержит избыток барионов над антибарионами. Попытки объяснения происхождения барионной асимметрии связаны с построением теории, объединяющей электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия (по образцу теории, объединяющей первые два из них) и включающей возможность несохранения барионного заряда. Согласно этой единой теории, все три взаимодействия становятся сравнимыми при энергиях частиц около 10^{16} ГэВ, что соответствует температуре среды $T \sim 10^{29}$ К. Если единое взаимодействие при $T \sim 10^{29}$ К действительно имеет место, то должны существовать очень массивные (с массой $m_X \sim 10^{-9}$ г) и чрезвычайно короткоживущие X-частицы, обуславливающие это единое взаимодействие. С X-частицами связано несохранение барионного заряда за счёт превращений с их участием кварков в лептоны и обратно. Из несохранения барионного заряда, в частности, вытекает нестабильность протона. Основным каналом распада свободного протона является



Обнаружение распада протона и определение его среднего времени жизни τ_p позволит определить параметры X-частицы. Выполненные до настоящего времени эксперименты дали только ограничения на время жизни протона. В частности, измерения Суперкамиоканде дали нижний предел

$$\tau_p > 3 \cdot 10^{33} \text{ лет.}$$

В процессе расширения Вселенной при температуре $T < 10^{29}$ К X-частицы и их античастицы \bar{X} распадаются и «вымирают». Но распад частиц X и \bar{X} не во всём одинаков. Поскольку распад X и \bar{X} -частиц происходит в неравновесных условиях (обусловленных расширением Вселенной), то число появляющихся барионов отличается от числа появляющихся антибарионов. У первоначально зарядово-симметричного вещества возникает ненулевой барионный заряд, т. е. небольшой избыток барионов (кварков) над антибарионами (антикварками). После понижения температуры до $T < 10^{12}$ К и аннигиляции барионов и антибарионов остаются только одни барионы. В применении к расширяющейся Вселенной теория позволяет в принципе вычислить значение $s = n_\gamma/n_b$.

Оценки не противоречат наблюдаемой величине $s \sim 10^9$. В рамках этой концепции величина s определяется физическими константами – массой и временем жизни X -частицы, различием X и \bar{X} . Несмотря на то, что физические процессы при сверхвысоких энергиях частиц ещё не исследованы в достаточной степени, полученные результаты позволяют надеяться, что физические законы ранней Вселенной будут раскрыты. Важные результаты в теории ранней Вселенной были получены в последние годы. Было показано, что в очень далёком прошлом, при температуре $T > 10^{29}$ К, Вселенная могла находиться в состоянии расширения, описываемого законом

$$R(t) \propto \exp(Ht) .$$

Такую стадию расширения называют «инфляционной». Её наличие позволяет дать естественное объяснение факту постоянства температуры реликтового излучения, приходящего из разных направлений, и близости к единице параметра Ω , характеризующего современную эволюцию доступной для наблюдений области Вселенной.

В рассмотренных выше процессах, протекающих в очень ранней Вселенной, гравитационное взаимодействие учитывается посредством коллективного гравитационного поля, создаваемого множеством разнообразных частиц и полей. Коллективное гравитационное поле определяет закон изменения со временем плотности материи и температуры, но его роль на расстояниях, сопоставимых с размерами частиц, не учитывается. Такой подход оправдан до тех пор, пока гравитационное поле не становится предельно сильным. В коллективном гравитационном поле очень ранней Вселенной должны рождаться гравитоны – кванты гравитационного поля, особенно интенсивно – в сверхсильных гравитационных полях, в которых плотность материи и температура достигают планковских значений $\rho_P \sim 10^{93}$ г/см³, $T_P \sim 10^{32}$ К (планковская эра). Рождённые в планковскую эру гравитоны должны создавать в современной Вселенной нетепловой фон реликтовых гравитонов. Реликтовые гравитоны интересны не только как важнейший физический фактор очень ранней Вселенной, но и как, возможно, единственный источник информации о той эпохе. Дело в том, что все другие частицы, существовавшие в очень ранней Вселенной, в дальнейшем прошли через состояние термодинамического равновесия, период активного взаимодействия между собой и другими сортами частиц. В результате информация о всех деталях их поведения и роли в процессах на стадии ранней Вселенной должна была сгладиться. Что же касается гравитонов, то они либо вообще не были в равновесии, либо вышли из него предельно рано – в планковскую эру ($t \sim 10^{-43}$ с), и поэтому плотность энергии реликтовых гравитонов должны нести информацию об очень ранней Вселенной. К сожалению, регистрация реликтового гравитационного излучения находится пока за пределами экспериментальных возможностей. Планковская эра лежит на границе существующих физических теорий, и вместе с тем её понимание таит, возможно, разгадку самой грандиозной космологической проблемы – рождения Вселенной.

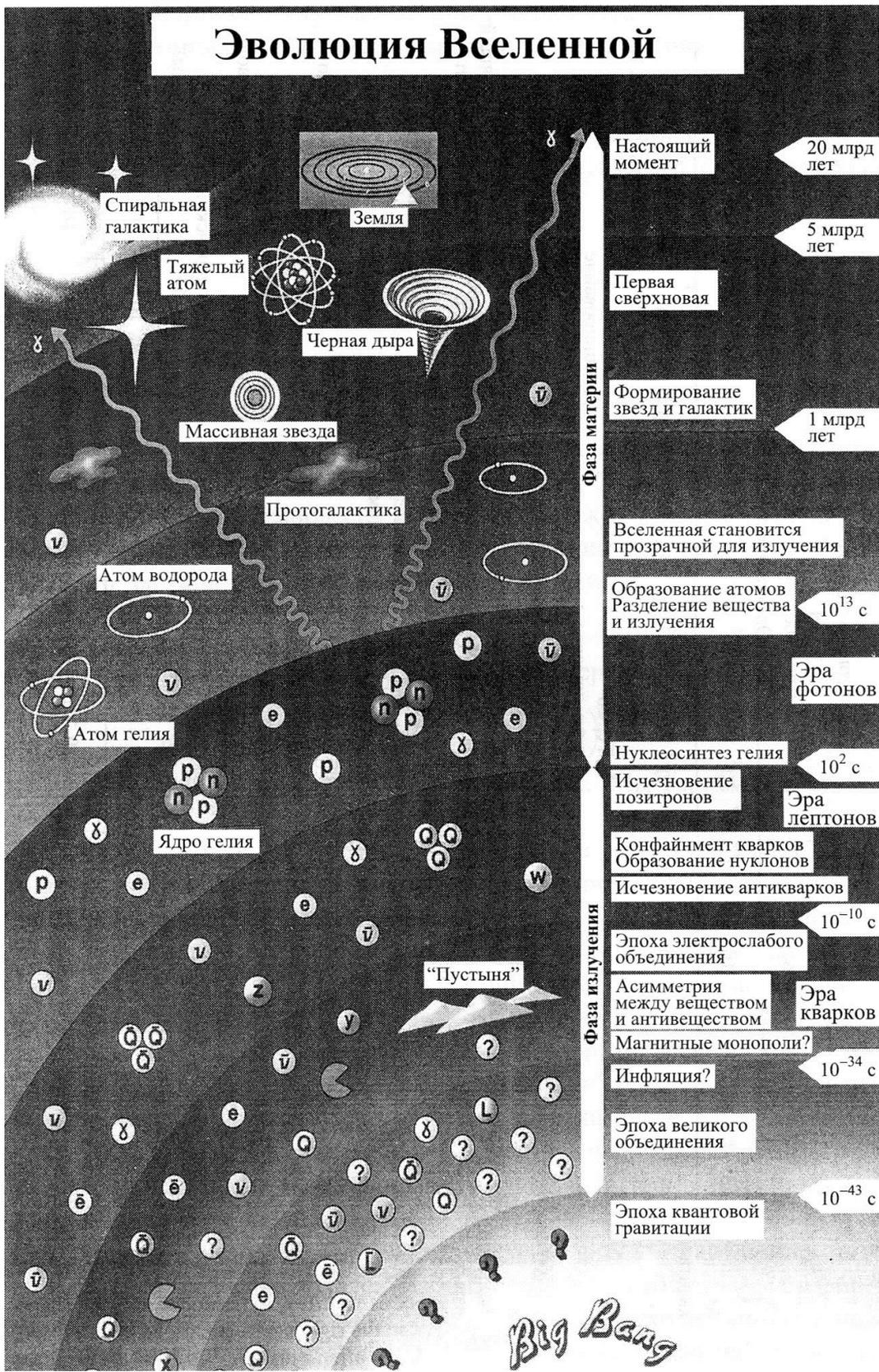


Рис. 8.4. Эволюция Вселенной со времени большого взрыва.

Задачи к главе 8:

1. Является ли «постоянная» Хаббла постоянной?
2. Показать, что расширение Вселенной по закону Хаббла не меняет ее изотропии.
3. Влияет ли хаббловское расширение на расстояние между Землей и: а) Солнцем; б) центром Галактики; в) центром местного сверхскопления?
4. Как влияет космологическое красное смещение на наблюдаемый вид спектра источника, если: а) собственный спектр источника планковский; б) спектр источника степенной?
5. Чему равен поток реликтового излучения через единичную площадку, расположенную в межзвездном пространстве?
6. Пекулярное движение Земли относительно системы отсчета, в которой реликтовое излучение изотропно, приводит к вариациям температуры излучения дипольного характера с амплитудой $\Delta T \approx 3 \cdot 10^{-3} T$, где $T = 2.73$ К – средняя температура. Определить величину скорости пекулярного движения Земли.
7. Определить параметр замедления $q_0 = q(t_0)$ для текущей эпохи расширения, исходя из закона расширения (8.15).
8. Определить закон изменения минимального масштаба структур $L_{\min}(t)$, образующихся за счет гравитационной неустойчивости в однородной Вселенной, расширяющейся по закону $R(t)$.
9. Определить энергии π^0 -мезона и позитрона, образующихся в результате распада покоящегося протона: $p \rightarrow \pi^0 + e^+$.
10. Вносят ли космические лучи существенный вклад в среднюю плотность вещества и энергии во Вселенной, если предположить, что они заполняют межгалактическое пространство с той же интенсивностью, которая наблюдается в Галактике?

9. Ответы и решения

2.1 Для решения задачи воспользуемся теоремой Гаусса, которая применительно к гравитационному полю записывается в виде

$$\oint_S \mathbf{g} dS = -4\pi M,$$

где \mathbf{g} – напряженность гравитационного поля (то же, что вектор ускорения свободного падения), M – масса, заключенная в объеме, охватываемом замкнутой поверхностью S , по которой ведется интегрирование. В случае тонкой массивной сферы радиуса R создаваемое ею гравитационное поле обладает сферической симметрией относительно центра сферы. Поэтому поле можно представить в виде $\mathbf{g} = (\mathbf{r}/r)g(r)$. Выбирая в качестве поверхности интегрирования S сферу радиуса $r < R$, получаем $4\pi r^2 g = 0$, поскольку масса, заключенная внутри сферы $M = 0$. Отсюда следует, что $g = 0$ всюду в области $r < R$, что и требовалось доказать.

2.2 Применение теоремы Гаусса к внутренней области $r < R$ однородного шара радиуса R и массы M дает $4\pi r^2 g = -4\pi G M_r$, где $M_r = (r/R)^3 M$ – масса, заключенная внутри сферы радиуса r . Отсюда сила, действующая на точечную массу m , помещенную внутрь шара, есть

$$F = mg = -G \frac{mM}{R^2} \frac{r}{R}.$$

2.3 В соответствие с результатами предыдущих задач потенциальная энергия взаимодействия тонкого сферического слоя радиуса r и толщины dr с остальной массой шара (фактически – с его частью, заключенной в сфере радиуса r) есть

$$dV = -G \frac{dM M_r}{r},$$

где $M_r = (r/R)^3 M$ – масса, заключенная внутри сферы радиуса r , $dM = (3M/R^3)r^2 dr$ – масса сферического слоя. Полная гравитационная энергия получается суммированием (интегрированием) по всем сферическим слоям шара:

$$V = \int dV = -\frac{3GM^2}{R} \int_0^R dr \frac{r^4}{R^5} = -\frac{3GM^2}{5R}.$$

2.4 Подставляя в выражение (2.18) для круговой скорости $v_c = 2\pi r/T$, где T – период вращения ИСЗ, можно получить выражение для радиуса орбиты

$$r = R_E \left(\frac{v_{1k} T}{2\pi R_E} \right)^{2/3}$$

Подставляя в это выражение значение периода вращения $T = 24$ часа, а также значения первой космической скорости и радиуса Земли, получаем величину радиуса геостационарной орбиты $r = 6.63 R_E = 42.3 \cdot 10^3$ км и скорости ИСЗ $v = 3.1$ км/с.

2.5 Ракета еще до старта имеет начальную скорость $v_0 = \omega R_E \cos \lambda$, равную линейной скорости космодрома, расположенного в точке с географической широтой λ . Здесь $\omega = 2\pi/T$ – угловая скорость вращения Земли вокруг своей оси, $T = 24$ час – период вращения. Это означает, что минимальная скорость ракеты относительно космодрома, требуемая для ее вывода на околоземную орбиту равна $v_E = v_{1k} - v_0$ в случае запуска в направлении на восток и $v_W = v_{1k} + v_0$ при запуске в западном направлении. Относительная разница соответствующих затрат энергии составляет

$$\delta = \frac{E_W - E_E}{E_E} = \frac{v_W^2 - v_E^2}{v_E^2} \approx 4 \frac{v_0}{v_{1k}} = 0.23 \cos \lambda.$$

Отсюда следует, что наибольший выигрыш в энергии, составляющий 23%, достигается при расположении космодрома на экваторе.

2.6 Из постоянства секториальной скорости dS/dt следует постоянство величины $r v_t = c$, где v_t – тангенциальная скорость. При минимальном r_{\min} и максимальном r_{\max} расстояниях между планетой и Солнцем полная скорость планеты равна тангенциальной: $v = v_t$. Поэтому максимальная $v_{\max} = c/r_{\min}$ и минимальная $v_{\min} = c/r_{\max}$ скорости планеты достигаются при r_{\min} и r_{\max} соответственно. При этом нужно учесть, что скорость планеты $v(r)$, как это следует из закона сохранения энергии, является монотонной функцией расстояния r между планетой и Солнцем.

2.7 Ответ: нет, поскольку плоскость вращения ИСЗ вокруг Земли и плоскость вращения любой точки земной поверхности, расположенной вне экватора, не совпадают.

2.8 Изменение импульса системы за малый промежуток времени dt составляет

$$dp = d(MV) - (v - V)dM,$$

где dM – масса выброшенного из ракеты топлива. Из закона сохранения импульса следует $dp = 0$, что дает $MdV = v dM$. Интегрирование этого уравнения дает искомое выражение для скорости ракеты

$$V = v \ln \frac{M_0}{M}.$$

2.9 Ответ: нет.

2.10 Исходим из уравнения эллипса $x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$. В случае тела, начальная скорость которого $v_0 \ll v_{1k}$, эллипс является сильно вытянутым: $a \approx R_E$, $b \approx R_E \frac{v_0}{\sqrt{2gR_E}} \ll a$. Поскольку реально движение тела происходит по небольшому участку эллипса, расположенному над поверхностью Земли, удобно перейти к новой переменной $\xi = x - a$. Реальной траектории отвечают значения $\xi \ll a$. С учетом этого обстоятельства уравнение эллипса, если в нем пренебречь членами пропорциональными квадрату величины ξ ,

примет вид параболы $\xi = -\frac{g}{2v_0^2}y^2$. Именно эта парабола является траекторией тела, брошенного под углом к горизонту, если учесть, что y и ξ – горизонтальная и вертикальная координаты соответственно, отсчитываемые от точки максимального возвышения траектории над поверхностью Земли.

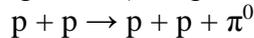
3.1 Ответ: $57.4(kT)^5/(hc)^4$.

3.2 Ответ: $T \propto \lambda^{\alpha+2}$.

3.4 Ответ: $6.9 \cdot 10^{10}$ см.

3.5 Ответ: 6300 К.

3.6 Минимальная (пороговая) энергия протона ε для осуществления процесса



отвечает ситуации, когда все продукты реакции покоятся в системе центра инерции. Для ее определения удобно использовать инвариантность величины $E^2 - p^2c^2$, где E и p – полная энергия и импульс системы. В системе центра инерции $p = 0$ и $E = (2m_p + m_\pi)c^2$, поэтому инвариант равен $(2m_p + m_\pi)^2c^4$. В лабораторной системе $E = \varepsilon + m_p c^2, p^2 c^2 = \varepsilon^2 - m_p^2 c^4$, где ε – полная энергия налетающего протона. Подставляя эти значения в выражение для инварианта находим искомое значение минимальной кинетической энергии протона

$$\varepsilon_k = \varepsilon - m_p c^2 = m_p c^2 \left(2 \frac{m_\pi}{m_p} + \frac{m_\pi^2}{2m_p^2} \right).$$

3.8 Ответ: $B \propto \rho^{2/3}$.

3.9 Энергия фотона в системе отсчета взаимодействующего с фотоном электрона равна $\varepsilon'_{ph} = \varepsilon_{ph} (1 - \beta \cos \theta_i) \Gamma$. Здесь ε_{ph} – энергия фотона в лабораторной системе отсчета, Γ – Лоренц фактор электрона, θ_i – угол между импульсами электрона и фотона, $\beta = v/c$, v – скорость электрона. В процессе рассеяния энергия фотона в системе электрона не меняется, поскольку эффектом отдачи электрона мы пренебрегаем, меняется только направление движения фотона. Переход в лабораторную систему отсчета дает энергию фотона $\varepsilon_\gamma = \varepsilon'_{ph} (1 + \beta \cos \theta_f) \Gamma$, где θ_f – угол между импульсом электрона и рассеянного фотона. Встречному столкновению фотона с электроном с рассеянием назад фотона отвечают $\cos \theta_i = -1$ и $\cos \theta_f = 1$, что дает $\varepsilon_\gamma = 4\Gamma^2 \varepsilon_{ph}$ с учетом того, что для релятивистского электрона $\beta \approx 1$.

3.10 Уравнение $\frac{dB_\lambda}{d\lambda} = 0$ можно записать в виде $x = 5(1 - e^{-x})$, где $x = hc/(\lambda kT)$. Это уравнение решается методом итераций. В качестве первого приближения полагаем $x = 5$, вторая итерация дает $x = 5(1 - e^{-5}) \approx 4.97$. В результате получаем выражение для длины волны, отвечающей максимуму спектра, $\lambda_{max} = \frac{1}{4.97} \frac{hc}{kT}$ (закон смещения Вина).

4.1 Ответ: 13.4 км.

4.2 Период вращения сколлапсированной звезды определяется из сохранения момента количества движения $J\omega$ с учетом того, что момент инерции $J \propto MR^2$, где ω , M и R – угловая скорость, масса и радиус звезды. Это дает $T_{NS} = \frac{2\pi}{\omega_{NS}} = 8.6 \cdot 10^{-4}$ с. Магнитное поле определяется из сохранения потока магнитного поля πBR^2 , что дает $B_{NS} = 3 \cdot 10^{10}$ Гс.

4.3 Ответ: 3333.

4.4 Ответ: $1.9 \cdot 10^7$ К.

4.5 Ответ: 10^{11} см.

4.6 Исходя из выражения для температуры внутренней области звезды $T = \frac{GMm_p}{2kR}$ и выражая радиус звезды R через ее массу M и плотность вещества ρ , получим значение минимальной массы звезды $M = 0.06M_\odot$.

4.7 Ответ: $8.4 \cdot 10^3$ км/с.

4.8 Ответ: $1.7 \cdot 10^{52}$ эрг.

4.9 Светимость Солнца можно представить в виде $L = E_\gamma/t_\gamma$, где E_γ – полная энергия излучения, t_γ – время выхода излучения из недр Солнца. Используя соотношения $E_\gamma = \beta E_T$ и $E_T = |V|/2$ (теорема вириала), получаем $t_\gamma = 1.6 \cdot 10^4$ лет.

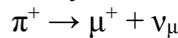
4.10 Энергия пульсара есть энергия вращения нейтронной звезды $E = J\omega^2/2$, где J и ω – момент инерции и угловая скорость. Отсюда светимость $L = \frac{dE}{dt} = \frac{2E}{T^3} \frac{dT}{dt} = 10^{38}$ эрг.

5.1 Зависимость потока нейтрино от пройденного ими в Земле расстояния описывается соотношением $F = F_0 \exp(-\frac{x}{l_\nu})$, где F_0 – значение потока в точке его входа в Землю. Подставляя значение расстояния $x = 2R_E$ и длины пробега нейтрино в веществе l_ν , получаем $F = F_0(1 - 2.4 \cdot 10^{-8})$. Отсюда следует, что изменение потока составляет $2.4 \cdot 10^{-8} F_0$, т.е. на каждый миллиард нейтрино приходится всего 24 выбывших из потока нейтрино.

5.2 Количество атомов аргона, образующихся в детекторе за время Δt , равно $N_{Ar} = F_\nu \sigma N_{Cl} \Delta t$, где F_ν – плотность потока борных нейтрино на Земле, N_{Cl} – количество ядер хлора в детекторе. С учетом состава вещества детектора имеем $N_{Cl} = 6 \cdot 10^3 M/m_p$, что дает $N_{Ar} = 1$.

5.3 Аналогично задаче **5.1** доля поглощаемых нейтрино есть $\Delta F/F = R_\odot/l_\nu \approx 10^{-9}$.

5.4 Из закона сохранения импульса в процессе распада

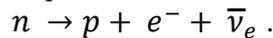


следует $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$, где индексы 1 и 2 соответствуют мюону и нейтрино соответственно. Это дает $p_1^2 = p_2^2$, откуда $\varepsilon_1^2 - m_1^2 c^2 = \varepsilon_2^2 - m_2^2 c^2$. Используя также закон сохранения энергии $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = M c^2$, находим значения полных энергий мюона и нейтрино

$$\varepsilon_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} c^2, \quad \varepsilon_2 = \frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M} c^2,$$

где M – масса пиона. Подставляя в эти выражения значения масс пиона и мюона и пренебрегая массой нейтрино, находим $\varepsilon_1 = 109.8$ МэВ, $\varepsilon_{1k} = 4.1$ МэВ, $\varepsilon_2 = 28.8$ МэВ.

5.5 Введем M , m_1 , m_2 и m_3 для обозначения масс нейтрона, протона, позитрона и антинейтрино соответственно для распада



Рассматривая протон и электрон как одну частицу с массой m_{12} и используя результаты решения предыдущей задачи, приходим к заключению, что энергия третьей частицы (антинейтрино) максимальна при минимально возможной массе m_{12} ; последняя равна сумме $m_1 + m_2$ (чему отвечает совместное движение первых двух частиц с одинаковой скоростью). Сведя, таким образом, вопрос к распаду частицы на две других частицы, получим

$$\varepsilon_{3max} = \frac{M^2 + m_3^2 - (m_1 + m_2)^2}{2M} c^2.$$

Пренебрегая массой нейтрино, получим $\varepsilon_{vmax} = 0.79$ МэВ.

5.6 Электрон, образовавшийся при ионизации атома в столкновении с нейтрино, должен быть ультрарелятивистским, чтобы его движение в воде сопровождалось испусканием черенковского излучения, т.е. энергия электрона должна превышать $10m_e c^2 \approx 5$ МэВ. В случае детектора Суперкамиоканде имеется дополнительное требование, чтобы черенковское излучение электрона обеспечивало срабатывание не менее 20-ти ФЭУ. Это обуславливает значение минимальной(пороговой) энергии нейтрино $\varepsilon_{vmin} = 7.5$ МэВ.

5.7 Количество срабатываний детектора определяется выражением

$$N = F_\nu \sigma N_e \Delta t,$$

где F_ν – поток нейтрино с энергиями выше 7.5 МэВ, N_e – количество электронов в веществе детектора. Поскольку в детекторе Суперкамиоканде веществом детектора является вода, имеем $N_e = 10M/(18m_p)$, где $M = 50$ кт – масса воды. Учитывая, что детектор Суперкамиоканде чувствителен к борным нейтрино из Солнца, поток которых на Земле составляет $F_\nu = 6 \cdot 10^6$ нейтрино.(см²·с), получаем $N = 860$.

5.8 Исходя из выражения (5.8) для длины осцилляций, приходим к выводу, что масса наиболее тяжелого нейтрино должна превышать величину

$$mc^2 = \sqrt{\frac{h\varepsilon_\nu}{R_E}},$$

что дает $mc^2 = 0.14$ эВ.

5.9 Используя результаты решения задачи **5.7** получим выражение для искомой массы водного детектора:

$$M = \frac{9Nm_p}{5F_\nu\sigma\Delta t}.$$

Подставляя в это выражение $N = 10$, $F_\nu = 10^{-10}$ нейтрино/(см²·с) (см. Рис. 5.4), $\Delta t = 3 \cdot 10^7$ с, получим $M = 10^9$ тонн.

5.10 В соответствие с результатами задачи **5.7** количество срабатываний водного детектора дается выражением

$$N = \frac{5F_\nu\sigma M\Delta t}{9m_p}.$$

Ожидаемый у Земли поток нейтрино от вспышки сверхновой SN 1987A составляет $F_\nu = 6.3 \cdot 10^9$ нейтрино/(см²·с), что дает $N = 14$.

6.1 В соответствие с определением солнечной постоянной имеем $Q = L_\odot/(4\pi r_E^2)$. Получая отсюда выражение для светимости Солнца и подставляя его в выражение для эффективной температуры, находим

$$R_\odot = r_E \sqrt{\frac{Q}{\sigma_B T_{eff}^4}},$$

что дает $R_\odot = 6.98 \cdot 10^{10}$ см.

6.2 Ответ: 45°.

6.3 Ответ: $E = 9,1 \cdot 10^{20}$ эрг/с, что составляет $2,4 \cdot 10^{-13} L_\odot$.

6.4 Ответ: энергия электрона 57.5 эВ, а энергия протона в 1836 раз больше, т.е. 106 кэВ.

6.5 Ответ: 584 с.

6.6 Ответ: 6.9 с.

6.7 Ответ: расстояние от Земли до подсолнечной точки магнитосферы уменьшилось в 1,8 раза.

6.8 Ответ: концентрация 65 см^{-3} и интенсивность $1,2 \cdot 10^9$ частиц/(см²·с·стер).

6.9 Ответ: $3,5 R_\odot$.

6.10 Конус потерь, отвечающий условиям задачи, имеет раствор $\theta_1 = 36^\circ$. Радиационный пояс опустошится полностью, когда среднее изменение питч-угла частиц составит $\theta_t = 54^\circ$. Изменение величины питч-угла носит диффузионный характер с коэффициентом диффузии $D = \Delta\theta^2/\Delta t$. Среднее изменение питч-угла за время t составляет $\theta = \sqrt{Dt}$. Отсюда находим искомое время $t = \frac{\theta_t^2}{D} = 2916$ дней.

7.1 Ответ: $I = 2 \left(\frac{\varepsilon_k}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-2.7} \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}}$.

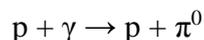
7.2 Ответ: $1,2 \cdot 10^3 \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{год}}$.

7.3 Условие удержания космических лучей в области галактического диска $\rho_B < h_g$. Отсюда получаем максимальную энергию удерживаемых частиц $3 \cdot 10^{17}$ эВ

7.4 Ответ: 1) $1,3 \cdot 10^{-10}$ частиц/см³. 2) $5 \cdot 10^{-10}$ частиц/см³.

7.5 Ответ: $I(\varepsilon_k) = \frac{n(p)c}{4\pi v}$, где v и p – скорость и импульс частицы с кинетической энергией ε_k .

7.6 Минимальная (пороговая) энергия фотона ε_{th} для осуществления процесса



отвечает ситуации, когда фотон движется навстречу протону, а продукты реакции в системе центра инерции покоятся. В этом случае полная энергия и импульс системы в неподвижной системе отсчета равны $\varepsilon = \varepsilon_p + \varepsilon_\gamma$ и $p = p_p - p_\gamma$ соответственно. Следуя методу

решения задачи 3.6, получаем

$$\varepsilon_{th} = m_p c^2 \frac{m_\pi c^2}{2\varepsilon_\gamma} \left(1 + \frac{m_\pi}{2m_p}\right).$$

7.7 Ответ: ~ 2 ГэВ.

7.8 Ответ: $8,6 \cdot 10^{27}$ эрг, что примерно в 240 раз превышает величину 10^{12} квт·час.

7.9 Ответ: 100 км^2 .

7.10 Ответ: Решение аналогично решению задачи 7.6 с тем отличием, что вместо массы π^0 -мезона нужно использовать удвоенную массу электрона (масса позитрона в точности равна массе электрона), что дает для пороговой энергии протона

$$\varepsilon_{th} = m_p c^2 \frac{m_e c^2}{\varepsilon_\gamma} \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right).$$

Подставляя в это выражение значения масс протона и электрона, а также энергию фотона, получаем $\varepsilon_{th} = 7,5 \cdot 10^{17}$ эВ.

8.1 Ответ: параметр Хаббла меняется в процессе эволюции Вселенной.

8.2 Рассмотрим произвольный треугольник ABC, в вершине A которого находится Галактика, а вершины B и C совпадают с двумя другими произвольными галактиками. В течение промежутка времени Δt длина сторон AB и AC увеличивается вследствие хаббловского расширения и становится равной $AB' = AB(1 + H\Delta t)$ и $AC' = AC(1 + H\Delta t)$ соответственно. Следовательно длина стороны BC стала равной $BC' = BC(1 + H\Delta t)$. Потому заключаем, что при расширении произвольный треугольник остается подобным самому себе. Следовательно изначально изотропная Вселенная остается в процессе расширения изотропной.

8.3 Ответ: гравитационно связанные системы не подвержены хаббловскому расширению. Поэтому расстояние между Землей и Солнцем, а также расстояние между Солнцем и центром Галактики остается постоянным. Расстояние до центра сверхскопления увеличивается.

8.4 Ответ: а) форма спектра излучения остается планковской, но температура изменяется по закону

$$T = T_0 / (1 + z);$$

б) форма спектра излучения остается степенной с тем же показателем спектра.

8.5 Поток равен нулю, как и для любого другого изотропного излучения

8.6 Частота излучения в системе отсчета, связанной с Землей, определяется выражением $\nu = \nu_0 [1 + (v/c) \cos \theta]$, в котором θ – угол между скоростью Земли \mathbf{v} и направлением излучения. Нетрудно показать, что спектр излучения, приходящего на Землю, сохраняет планковский вид с температурой $T = T_0 [1 + (v/c) \cos \theta]$, где $T_0 = 2.73 \text{ К}$ – температура излучения в сопутствующей системе отсчета, в которой оно изотропно. Отсюда следует, что температура реликтового излучения варьируется при изменении направления с амплитудой $\Delta T = (v/c)T_0$, что дает $v = c\Delta T/T = 330 \text{ км/с}$.

8.7 Ответ: $q_0 = 1/2$.

8.8 Ответ: $L_{min} = l_j \propto R^{1/2}$.

8.9 Используя результаты решения задачи 5.4, получаем значения полных энергий π^0 -мезона и позитрона:

$$\varepsilon_\pi = \frac{m_p^2 + m_\pi^2 - m_e^2}{2m_p} c^2 = 478.9 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_e = \frac{m_p^2 - m_\pi^2 + m_e^2}{2m_p} c^2 = 459.4 \text{ МэВ}.$$

8.10 Современная плотность вещества Вселенной есть $\rho_{M0} = 1.3 \cdot 10^{-6} m_p$. Плотность вещества космических лучей можно оценить, учитывая, что основной вклад в плотность их энергии вносят протоны с кинетической энергией 1 ГэВ, что дает $\rho_c = m_p E_c / (1 \text{ ГэВ}) = 5 \cdot 10^{-10} m_p \text{ см}^{-3} \ll \rho_{M0}$. Плотность энергии в современной Вселенной есть $E_0 = \rho_{c0} c^2 = 4.9 \text{ кэВ/см}^3$, что значительно больше плотности энергии космических лучей $E_c = 1 \text{ эВ/см}^3$ (здесь помимо кинетической учтена энергия покоя протонов космических лучей).

Литература

- Акасофу С.-И., Чепмен С.* Солнечно-земная физика. – Москва: Мир, 1974.
- Ахиезер А.И., Ахиезер И.А.* Электромагнетизм и электромагнитные волны. – Москва: Высшая школа, 1985
- Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л., Догель В.А., Птускин В.С.* Астрофизика космических лучей. – Москва: Наука, 1990.
- Бережко Е.Г., Елиин В.К., Крымский Г.Ф., Петухов С.И.* Генерация космических лучей ударными волнами. – Новосибирск: Наука, 1988
- Биттенкорт Ж.А.* Основы физики плазмы. – Москва: Физматлит, 2009
- Вакулин П.И., Кононович Э.В., Мороз В.И.* Курс общей астрономии. – Москва: Наука, 1983.
- Горбунов Д.С., Рубаков В.А.* Введение в теорию ранней Вселенной. – Москва: Изд-во Института ядерных исследований, 2007
- Звезды/ Ред.-сост. В.Г. Сурдин.* – Изд. 2-е испр. и доп. – М.: Физматлит, 2009
- Кландор-Клайнротхаус Г.В., Цюбер К.* Астрофизика элементарных частиц. – Москва: Редакция журнала «Успехи физических наук», 2000.
- Лайонс Л., Уильямс Д.* Физика магнитосферы. – Москва: Мир, 1987.
- Мартынов Д.Я., Липунов В.М.* Сборник задач по астрофизике. – Москва: Наука, 1986.
- Мурзин В.С.* Введение в физику космических лучей. – Москва: Атомиздат, 1979.
- Панасюк М.И.* Странники Вселенной или эхо Большого взрыва. – Фрязино: ВЕК2, 2005.
- Постнов К.А., Засов А.В.* Курс общей астрофизики. – Москва: Изд-во МГУ, 2005.
- Топтыгин И.Н.* Космические лучи в межпланетных магнитных полях. – Москва: Наука, 1983.
- Физика космоса (маленькая энциклопедия).* – Москва: Советская энциклопедия, 1986.
- Черпащук А.М., Чернин А.Д.* Вселенная, жизнь, черные дыры. – Фрязино: ВЕК2, 2003.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П.* Ядерная физика. – Москва: Наука, 1980.

