

Общая астрофизика

А.В. Засов, К.А. Постнов

ББК 22.63

М29

УДК 523 (078)

Общая астрофизика А.В. Засов, К.А. Постнов. ISBN

Книга основана на первой части курса лекций по общей астрофизики, который на протяжении многих лет читается авторами для студентов физического факультета МГУ. В курсе рассматриваются основы взаимодействия излучения с веществом, современные методы астрономических наблюдений, физические процессы в межзвездной среде, формирование звезд и стационарные звезды, эволюция звезд и образование компактных объектов, а также галактики и элементы современной космологии. Книга может служить современным учебным пособием по общей астрофизике для студентов физических и астрономических специальностей университетов.

ISBN ...

© А.В. Засов, К.А. Постнов, текст, иллюстрации, 2006 г.

Оглавление

Глава 6. Введение	8
6.1. Пространственно-временные масштабы в астрофизике	11
6.1.1. Расстояния	11
6.1.2. Характерные времена	16
6.1.3. Характерные значения масс	16
6.1.4. Солнечные единицы	18
Глава 7. Излучение и поглощение электромагнитных волн в среде	19
7.1. Основные понятия	20
7.1.1. “Температурная” шкала электромагнитных волн	20
7.1.2. Интенсивность излучения (поверхностная яркость)	21
7.1.3. Поток излучения. Связь с интенсивностью .	22
7.1.4. Плотность энергии излучения	24
7.1.5. Понятие спектра	24
7.2. Излучение абсолютно черного тела	25
7.2.1. Тепловое излучение	25
7.2.2. Понятие термодинамического равновесия и локального термодинамического равновесия	26
7.2.3. Спектр абсолютно черного тела	26
7.3. Перенос излучения в среде и формирование спектра	30
7.3.1. Коэффициент излучения	30
7.3.2. Коэффициент поглощения и оптическая толщина	31
7.3.3. Уравнение переноса при наличии поглощения и излучения	33

7.3.4. Решение уравнения переноса для простейших случаев	35
7.3.5. Образование спектральных линий в условиях ЛТР	36
7.3.6. Температура астрофизических источников, определяемая по их излучению	40
7.4. Астрофизические примеры спектров	42
7.5. Задачи к главе 2	45
Глава 8. Особенности и физические ограничения астрономических наблюдений	47
8.1. Основные задачи наблюдательной астрономии	47
8.1.1. Пропускание света земной атмосферой	48
8.1.2. Пропускание света межзвездной средой	49
8.1.3. “Точечные” и “протяженные” источники	53
8.2. Телескопы и приемники излучения	55
8.2.1. Оптические телескопы	55
8.2.2. Приемники	57
8.2.3. Радиотелескопы	59
8.2.4. Рентгеновские телескопы и детекторы	63
8.3. Физические ограничения на точность астрономических измерений	66
8.3.1. Когерентность света	66
8.3.2. Спектр-интерферометрия	68
8.3.3. Активная и адаптивная оптика	72
8.3.4. Статистика фотонов. Дробовой и волновой шум	73
8.4. О точности измерений световых потоков	74
8.4.1. Спектральные наблюдения	77
Глава 4. Межзвездная среда	81
4.1. Физические особенности разреженной космической плазмы	86
4.1.1. Запрещенные линии	86
4.1.2. Излучение нейтрального водорода в линии 21 см	88

4.1.3. Вмороженность магнитного поля	90
4.2. Объемный нагрев и охлаждение МЗС	93
4.2.1. Основные механизмы нагрева газа	93
4.2.2. Основные механизмы охлаждения	95
4.3. Облака НI и тепловая неустойчивость МЗС	103
4.4. Ионизованный водород и зоны НII	104
4.5. Молекулярные облака, области звездообразования и космические мазеры	107
4.6. Космические лучи и синхротронное излучение	110
4.6.1. Проблема происхождения и ускорения КЛ сверхвысоких энергий	116
4.7. Другие методы диагностики космической плазмы .	118
4.8. Задачи	121
Глава 5. Звезды	123
5.1. Общие характеристики	123
5.2. Образование звезд	127
5.2.1. Гравитационная неустойчивость	127
5.2.2. Влияние вращения на сжатие	129
5.2.3. Влияние магнитного поля на сжатие	130
5.3. Молодые звезды	132
5.4. Стационарные звезды	135
5.4.1. Гидростатическое равновесие	135
5.4.2. Теорема вириала для звезды	137
5.4.3. Тепловая устойчивость звезд. Отрицательная теплоемкость.	139
5.5. Ядерные реакции в звездах.	140
5.6. Особенности ядерных реакций в звездах.	141
5.6.1. pp-цикл (Г. Бете, 1939)	143
5.6.2. CNO-цикл	149
5.6.3. Замечания о характере движения квантов в недрах Солнца и звезд	149
5.6.4. Уравнения внутреннего строения звезд и Солнца	153

5.7. Роль давления излучения в массивных звездах. Эддингтоновский предел светимости	154
5.8. Соотношения $M-L$ и $M-R$ для звезд главной последовательности	158
5.9. Атмосферы Солнца и звезд	160
5.9.1. Спектральная классификация звезд	162
5.9.2. Непрерывный спектр	163
5.9.3. Образование спектральных линий	164
5.9.4. Эмиссионные линии в спектрах звезд	167
5.9.5. Происхождение химических элементов до элементов железного пика	168
5.10. Солнце	168
5.10.1. Общие характеристики	168
5.10.2. Особенности фотосферы, хромосферы и короны	170
5.10.3. Гелиосеймология	173
5.11. Задачи	176
Глава 6. Эволюция звезд	178
6.1. Эволюция звезд после главной последовательности.	178
6.2. Вырождение вещества	180
6.3. Предел Чандraseкара и фундаментальная масса звезды	185
6.4. Вырождение вещества в центре звезды у звезд различных масс	186
6.5. Роль потери массы в эволюции звезды	190
6.5.1. Звездный ветер на главной последовательности	191
6.5.2. Звездный ветер после главной последовательности. Асимптотическая ветвь гигантов и образование планетарных туманностей	194
6.6. Сводка результатов эволюции одиночных звезд после главной последовательности	196
6.7. Пульсации звезд. Цефеиды.	198
6.8. Процессы образования тяжелых элементов в природе.	203
Глава 7. Двойные звезды	205

7.1.	Определение масс двойных звезд. Функция масс	205
7.2.	Особенности эволюции звезд в ТДС	208
7.2.1.	Приближение Роша и полость Роша	209
7.2.2.	Перенос масс	211
7.3.	Стадии эволюции двойных звезд	215
Глава 8. Сверхновые и остатки сверхновых		217
8.1.	Нейтронизация вещества и потеря устойчивости звезды.	217
8.1.1.	Фотодиссоциация	218
8.1.2.	Нейтронизация вещества и УРКА-процессы .	218
8.1.3.	Захват нейтрино и остановка коллапса	220
8.2.	Вспышки сверхновых	224
8.2.1.	Сверхновые II типа	225
8.2.2.	Гиперновые и гамма-всплески	229
8.2.3.	Сверхновые типа Ia	231
8.2.4.	Остатки сверхновых и их взаимодействие с межзвездной средой	232
Глава 9. Компактные звезды и их наблюдательные проявления		240
9.1.	Белые карлики	241
9.1.1.	Белые карлики в двойных системах. Катализмические переменные и новые звезды	243
9.2.	Нейтронные звезды	245
9.2.1.	Внутреннее строение НЗ	248
9.2.2.	Массы и радиусы НЗ	250
9.3.	Измерения пульсаров	254
9.3.1.	Основные свойства	255
9.3.2.	Торможение вращения пульсаров	257
9.4.	Черные дыры	262
9.5.	Эффективность акреции вещества на черные дыры	265
9.6.	Эддингтоновский предел светимости при акреции на компактные релятивистские объекты	268
9.7.	Задачи	270

Глава 6.

Введение

*В необычных астрофизических явлениях
законы физики предстают перед
исследователями в ином ракурсе,
более глубоко раскрывая свое содержание.*

С.Б. Пикельнер

Астрофизика – наука, занимающаяся исследованием далких космических объектов и явлений физическими методами. Астрофизика нацелена на создание физической картины окружающего мира, объясняющей наблюдаемые явления, на изучение происхождения и эволюции как отдельных классов астрономических объектов, так и Вселенной как единого целого в рамках известных физических законов.

Поскольку прямые контакты научных приборов с изучаемыми объектами практически исключены, основу астрофизики, как и астрономии в целом, составляют наблюдения, то есть прием (детектирование) и анализ принимаемого излучения далеких источников. Непосредственные результаты наблюдений, как правило, сводятся к относительным или абсолютным измерениям энергии, приходящей от источника или его отдельных частей, в определенных интервалах спектра. Интерпретация результатов наблюдений базируется на знании механизмов излучения электромагнитных волн и их взаимодействия с веществом.

Исторически астрофизика выделилась в самостоятельное научное направление с появлением спектрального анализа (конец

XIX в.), который открыл возможность дистанционного исследования химического состава и физического состояния не только лабораторных, но и астрономических источников света. Наблюдения спектров звезд окончательно доказали, 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 (по спектру) 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 лучевые скорости источников и скорости внутренних движений в них, оценить расстояние до них, выяснить механизм излучения, определить индукцию магнитных полей и многие другие характеристики на базе физических теорий. Термин “теоретическая астрофизика” и в настоящее время сохраняется за тем направлением астрофизики, которое изучает формирование непрерывных спектров и спектральных линий в газе, а также взаимодействие между веществом и излучением в звездах и разреженной космической среде.

Бурное развитие астрофизики за более чем столетний период ее существования было связано как с быстрым развитием различных направлений классической, квантовой и релятивистской физики – с одной стороны, так и со строительством крупных телескопов, появлением принципиально новых приемников излучения и компьютерных методов обработки наблюдений – с другой. Очень важный, революционный скачок в астрофизических исследованиях произошел с началом изучения объектов в за пределами оптического диапазона спектра, сначала в радио (конец 30-х годов XX в.), а затем, уже с помощью космической техники (60–80-е годы XX в.), в далеком инфракрасном, далеком УФ, рентгеновском и гамма-диапазонах. “Многокрасочность” Вселенной обернулась более глубоким пониманием природы давно известных космических тел, а также открытием новых типов астрономических объектов, природа некоторых из которых до сих пор остается мало понятной.

Позднее началось развитие и нейтринной астрономии, основанной на регистрации и анализе нейтринного излучения из космоса, на очереди стоит появление астрономии гравитационных волн.

Важной особенностью астрофизики является то, что она исследует процессы, как правило, не воспроизводимые в физических лабораториях. К примеру, термоядерные реакции в плазме, удерживаемой от расширения собственным гравитационным полем – это не экзотический, а самый распространенный источник энергии наблюдаемых звезд. Только в астрофизике исследуются среды с экстремально низкой плотностью менее $10^{-27} - 10^{-29}$ г/см³ (разреженный межзвездный и межгалактический газ), излучение которых, тем не менее, может приниматься благодаря большим объемам, занимаемым ими. Можно отметить также экстремально высокие плотности вещества (от нескольких тысяч г/см³ в звездах из вырожденного газа до $10^{14} - 10^{15}$ г/см³ в нейтронных звездах), температуры в миллиарды градусов (внутренние области аккреционных дисков), едва обнаружимые и, наоборот, предельно сильные гравитационные поля, наблюдаемые ультравысокие энергии элементарных частиц, не достижимые даже для строящихся коллайдеров, не излучающую электромагнитных волн и потому невидимую “темную” материю. Все это делает астрофизические исследования неоценимыми для решения фундаментальных физических проблем. Не удивительно, что почти все фундаментальные физические теории – от классической механики и ньютоновской гравитации до теории относительности и физики элементарных частиц – прошли или проходят астрономическую (астрофизическую) проверку.

Очевидно, что астрофизика не отделена от физики, так что резкой границы между ними не существует. Однако она обладает важной спецификой, заключающейся не столько в специфичности космических объектов или в необычных пространственных масштабах изучаемых явлений, сколько в исследовании формирования и эволюции астрономических тел и систем. Говоря словами крупнейшего отечественного астрофизика И.С. Шкловского, “едва

ли не основным результатом многолетних исследований астрономических объектов является утверждение о том, что все они эволюционируют”.

Основной силой, определяющей характер эволюции астрономических объектов, является гравитация (что связано с их большими массами), которая в физике “земных” явлений, как правило, не имеет решающего значения или воспринимается только как наличие веса у тел. Поэтому в астрофизике очень большое внимание уделяется изучению гравитационного взаимодействия и самогравитации космических тел и сред, и той роли, которую они играют в их формировании и происходящих изменениях.

Таким образом, физические свойства космических объектов, определяемые по характеру излучения, а также их происхождение и эволюция, связанная прежде всего с гравитацией – это два основных и взаимосвязанных аспекта современной астрофизики. Именно на их изучение в первую очередь нацелен настоящий курс.

6.1. Пространственно-временные масштабы в астрофизике

6.1.1. Расстояния

Расстояние до объекта является одной из основных характеристик, которые определяются из астрономических наблюдений. Для измерения расстояний между физическими 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. Кратко перечислим основные единицы для измерения расстояний.

Естественной мерой расстояний в Солнечной системе служит *астрономическая единица* (а.е.). Одна астрономическая единица = $1.5 \cdot 10^{13}$ см ≈ 500 световых секунд – большая полуось земной орбиты. Была измерена по суточному параллаксу планет Солн-

ца. Можно предложить другой способ измерения расстояния до Солнца, основанный только на астрономических измерениях – по наблюдению годичной aberrации звезд: из-за конечности скорости света положение любого источника (звезды), измеряемого наблюдателем движущимся со скоростью v , смещается на угол $\text{tg} \theta \simeq v/c$ в направлении движения. (Этот эффект был открыт астрономом Дж. Брэдли в 1729 г.) Следовательно, за время одного оборота Земли вокруг Солнца (год) любая звезда на небе описывает эллипс, большая полуось которого выраженная в радианах есть $\theta = v/c$. Наблюдения дают $\theta = 20.5''$. Отсюда, зная скорость света, находим $v \approx 30 \text{ км/с}$ и, полагая орбиту Земли круговой (на самом деле ее эксцентриситет $e \approx 0.017$), определяем астрономическую единицу. Ввиду малости v/c релятивистские поправки несущественны. Весь вопрос в том, с какой точностью мы измеряем астрономическую единицу. Современный способ оценки а.е. основан на радиолокации тел солнечной системы с известными орбитами – астероидов, близко подходящими к Солнцу, или искусственных космических аппаратов, с последующим использованием закона всемирного тяготения, связывающего ускорение тел с расстояниями до Солнца.

Характерный размер планетной системы – 40 а.е. Это расстояние примерно соответствует большой полуоси орбиты Плутона. Там же располагается т.н. пояс Койпера – второй пояс астероидов. Современная проницающая способность крупных телескопов (например, космический телескоп им. Хаббла или 10-м телескоп им. У.Кека) позволяет регистрировать на таком расстоянии отраженный свет Солнца от тел с размерами в несколько десятков километров.

Переходя к звездам Галактики, становится удобнее пользоваться другой единицей – парсеком (пк). *Парсек – это такое расстояние, с которого отрезок, равный большой полуоси земной орбиты, расположенный перпендикулярно лучу зрения, виден под углом 1''.* Из-за годичного движения Земли вокруг Солнца положение светила на небе, находящегося на расстоянии 1 парсек, будет смещаться

ся на 1 угловую секунду от среднего положения¹. 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 $1 \text{ парсек} = 206265 \text{ а.е.} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$. Зная годичный параллакс, выраженный в секундах дуги, расстояние в парсеках определяется по очевидной формуле

$$d(\text{пк}) = \frac{1}{\pi''}. \quad (6.1)$$

Расстояния до ближайших звезд – несколько парсеков (например, годичный параллакс α Центавра $\pi = 0.745''$, т.е. $r = 1/0.745 \approx 1.34 \text{ пк}$). Прямое определение расстояний до звезд, основанное на измерении их годичного параллакса, ограничивается астрометрической точностью определения положения звезд на небесной сфере. Максимальная абсолютная точность определения положений звезд, достигнутая в космическом эксперименте *Гиппаркос*, составляет $0.001''$ для звезд до 9-й звездной величины, и таким образом 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 принимающему потоку излучения F , если светимость (количество энергии, излучаемой за секунду) объекта L известна из других соображений. Предполагая сферическую симметрию поля излучения, получаем

$$d = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (6.2)$$

¹Более точно, в зависимости от угла между вектором скорости Земли и направлением на светило, в течение года его положение описывает на небе параллактический эллипс с большой полуосью, равной 1 угловой секунде; например, для светила, расположенного в направлении, нормальной плоскости земной орбиты, т.е. в полюсе эклиптики, это будет окружность с радиусом в 1 секунду дуги.

Не вдаваясь в детали (см. подробнее А.С. Расторгуев, <http://www.astronet.ru:8100/db/msg/1171218> и ссылки там), отметим один из важнейших методов – по цефеидам. Цефеиды – переменные звезды старого населения Галактики с массами $3 - 12M_{\odot}$, переменность блеска которых связана с их радиальными пульсациями, возникающими на определенных этапах эволюции звезды. Для цефеид эмпирически установлена и теоретически обоснована зависимость период– светимость, по которой по наблюдаемому периоду переменности блеска можно определить их абсолютную светимость, и по измеряемому потоку – расстояние в соответствии с формулой (6.2). Цефеиды – довольно яркие звезды, поэтому с их помощью определяют расстояние до ближайших галактик вплоть до $10-15$ миллионов парсек (Мпк). Метод цефеид калибруется по параллактическим измерениям расстояний до ближайших из них.

Расстояние от Солнца до центра Галактики оценивается разными методами в $7.5 - 8$ тысяч парсек (кпк). Размер типичной галактики (точнее, той области галактики, в которой наблюдается светящееся вещество – звезды, газ) $10-20$ кпк.

Расстояния до ближайших галактик определяются из наблюдений находящихся в них цефеид. Метод цефеид надежный, но ограничен расстояниями, на которых можно наблюдать цефеиды ($10-15$ Мпк). Расстояния до ближайших галактик – сотни килопарсек и мегапарсеки (спутники нашей Галактики, Большое и Малое Магеллановы Облака – 55 кпк; туманность Андромеды (M31) – 640 кпк). Расстояние до центра скопления галактик в Деве, на краю которого располагается наша Галактика, около 15 Мпк. Другое близкое скопление галактик в созвездии Волосы Вероники расположено на расстоянии 80 Мпк. Важный наблюдательный факт, лежащий в основе современной космологии, состоит в однородности Вселенной на больших масштабах. Вселенная становится в среднем однородной и изотропной на характерных расстояниях ~ 100 Мпк. Однородность на масштабах порядка ΔL означает, что средняя плотность вещества в ячейках с размером ΔL (иначе, в объеме ΔL^3) одинакова (с точностью до случайных флюктуаций) для

любой выбранной наугад области. Изотропия означает отсутствие выделенных направлений в больших масштабах.

Расстояния r до далеких галактик определяется по красному смещению спектральных линий $z = (\lambda_e - \lambda_o)/\lambda_e$ в их спектре (здесь λ_e – длина волны света, испущенного далеким космическим источником, λ_o – длина волны света, зарегистрированного земным наблюдателем) с использованием закона Хаббла

$$v = H_0 r, \quad (6.3)$$

где $H_0 = 72 \pm 5$ км/(с·Мпк) – современное значение постоянной Хаббла, $v(z)$ – скорость удаления галактики. В пределе малых скоростей ($v \ll c$) $z \approx v/c$. Для близких галактик метод калибруется по цефеидам. Для $\Delta\lambda/\lambda > 1$ понятие расстояния теряет свою однозначность и зависит от предполагаемой космологической модели расширения Вселенной.

Если выражать расстояние через промежуток времени, потребовавшийся свету для его преодоления, то объекты с максимальным известным красным смещением ($\Delta\lambda/\lambda \approx 5 - 10$) удалены на расстояние 12–13 миллиардов световых лет. Степень удаленности от нас очень далеких объектов принято характеризовать их красными смещениями без перевода в единицы расстояний, поскольку перевод в парсеки или св. года зависит от принимаемой модели расширения Вселенной. Но до достаточно больших расстояний в 3–5 миллиардов св. лет отношение можно считать выполняющимся условие $z \ll 1$, и проблем с неоднозначностью определения физического расстояния не возникает. В расширяющейся Вселенной Хаббловский радиус (горизонт событий наблюдателя) определяется как произведение современного возраста Вселенной на скорость света и равен ≈ 3500 Мпк.

В астрофизике приходится иметь дело и с весьма малыми расстояниями. Это связано с тем, что основная информация об астрофизических источниках получается из измерения потока электромагнитного излучения от различных объектов (кроме электромагнитного излучения, в современной астрофизике изучается также

излучение нейтрино и гравитационных волн). Электромагнитное излучение рождается на микроскопическом уровне при квантовых переходах в атомах (связанно-связанные переходы), при фотоэффекте (свободно-связанные переходы), при ускоренном движении заряженных частиц в вакууме (тормозное, или свободно-свободное излучение) или в магнитном поле (циклотронное или, в случае релятивистских частиц, синхротронное излучение). Некоторые характерные размеры микрообъектов, известные из курса атомной физики, к которым мы иногда будем в дальнейшем обращаться, приведены в Приложении.

6.1.2. Характерные времена

Приведем примеры некоторых характерных времен, возникающих в различных астрофизических задачах.

Время жизни атома в возбужденном состоянии $\sim 10^{-8}$ с.

Сутки (период обращения Земли вокруг оси) $24\text{ ч} \sim 10^5$ с.

Период обращения Земли вокруг Солнца 1 год $\simeq \pi \times 10^7$ с.

Период обращения Солнца вокруг центра Галактики $\simeq 230$ млн. лет.

Характерное время жизни звезды типа Солнца $\simeq \eta \Delta M c^2 / L_\odot \sim 10^{10}$ лет (здесь $\eta \approx 0.007$ эффективность ядерных реакций превращения водорода в гелий в центре Солнца, $\Delta M \approx 0.4M_\odot$ – доля массы Солнца, перерабатываемого из водорода в гелий, $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г и $L_\odot \approx 4 \cdot 10^{33}$ [эрг/с] – масса и светимость (количество излучаемой энергии) Солнца).

Современный возраст Вселенной (Хаббловский возраст) по порядку величины равен обратному значению постоянной Хаббла $t_H \simeq 1/H_0 \approx 1.4 \cdot 10^{10}$ лет

6.1.3. Характерные значения масс

Массы, с которыми имеют дело в астрофизических проблемах, также различаются на много порядков.

Массы основных элементарных частиц: $m_e \approx 10^{-27}$ г ≈ 511 кэВ – масса электрона, $m_p \approx 5/3 \times 10^{-24}$ г ≈ 1 ГэВ – масса протона.

$m_{Pl} = \sqrt{c\hbar/G} \simeq 10^{-5}$ г $\approx 10^{19}$ ГэВ – планковская масса; максимально возможная масса элементарной частицы в рамках стандартной теории частиц.

Характерная масса звезд: $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г – масса Солнца (типичной звезды). Массы стационарных звезд лежат в пределах от ~ 0.1 до $\sim 100M_{\odot}$. Масса самых больших планет-тигантов типа Юпитера не превышает несколько тысячных долей M_{\odot} .

Массы галактик: $M_{MW} \approx 10^{11}M_{\odot}$ – совокупная масса светящихся звезд Млечного Пути (типичной галактики). Массы барионного вещества галактик (включая звезды, пыль и газ) лежат в широких пределах от $\sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ до $10^{12} M_{\odot}$. Кроме барионной составляющей, в полную массу галактик входит темная материя неизвестной природы, масса которой в несколько раз превышает массу видимого барионного вещества.

Важным астрофизическим методом оценки массы гравитационно-связанных систем является использование теоремы вириала (см. Приложение), которая устанавливает зависимость между усредненной по времени полной кинетической энергией и потенциальной энергией системы. Например, 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, например, при оценке масс сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик и квазаров. По ширинам эмиссионных линий в спектрах галактик определяют характерные скорости движения излучающего газа $\sim 1000 - 2000$ км/с, а размер области, в которой происходит движение, оценивают по запаздыванию переменности излучения в нетепловом континууме (который предположительно генерируется вблизи черной дыры) и в эмиссионных линиях водорода и других элементов, которые возникают при фотоионизации газа жесткими квантами центрального континуума (т.н. метод эхо-картирования). При характерных наблюдаемых временах запаздывания в десятки дней расстояние от центрального источника до переизлучающих обла-

ков оказывается порядка $10^{16} - 10^{17}$ см, и таким образом массы центральных источников $10^8 - 10^9 M_\odot$, что также подтверждается другими способами измерения их масс.

6.1.4. Солнечные единицы

Обычно при изучении звезд пользуются солнечными единицами массы, радиуса и светимости:

масса Солнца $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г;

видимый радиус Солнца $R_\odot \approx 7 \cdot 10^{11}$ см;

болометрическая светимость Солнца (мощность излучения во всем диапазоне электромагнитного спектра) $L_\odot \approx 4 \cdot 10^{33}$ [эрг/с].

Эти единицы удобны, однако, только когда мы рассматриваем нормальные (невырожденные) звезды, источником энергии которых являются ядерные реакции синтеза тяжелых элементов. Когда речь заходит о компактных остатках звездной эволюции (белых карликах, нейтронных звездах или особенно черных дырах) для оценки характерных размеров часто используют *гравитационный радиус* тела, который зависит только от его полной массы $R_g = 2GM/c^2$.

Например, типичный радиус нейтронной звезды $\sim 10 - 20$ км, что составляет в гравитационных радиусах $R_{NS} \simeq 3 - 4R_g$. Другой пример: радиус последней устойчивой² круговой орбиты пробной частицы вокруг невращающейся (шварцшильдовской) черной дыры, от которого зависит эффективность энерговыделения при падении (акреции) газа на нейтронную звезду или черную дыру, равен $3R_g$.

²В том смысле, что бесконечно малое возмущение приводит к падению частицы в черную дыру.

Глава 7.

Излучение и поглощение электромагнитных волн в среде

Основным источником информации о небесных телах остается электромагнитное излучение. С древнейших времен и до середины XX века астрономические наблюдения проводились исключительно в оптическом диапазоне электромагнитного спектра (длина волны 4000–8000 ангстрем (\AA)). Радионаблюдения космических источников начались только после второй мировой войны во многом благодаря развитию радиотехники для целей связи и радиолокации. Земная атмосфера не пропускает коротковолновое излучение, поэтому УФ, рентгеновское и гамма-излучение от небесных объектов стало изучаться лишь начиная с 1960-х гг., когда стали возможны запуски детекторов жесткого излучения в высокие слои атмосферы (20 км и выше – баллонные эксперименты) и за ее пределы на специализированных искусственных спутниках Земли (“УХУРУ”, 1972).

Вещество 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 $< 10^4$ К, когда электроны оказываются связанными с ядрами, процесс взаимодействия частиц, как и процесс излучения и поглощения света, становится значительно сложнее.

7.1. Основные понятия

Некоторые часто встречающиеся элементарные физические процессы, ответственные за излучение и поглощение света атомами и свободными частицами, описаны в Приложении. Для количественного понимания процессов, происходящих в астрофизических источниках, нам понадобится знакомство с макроскопической теорией переноса электромагнитного излучения в среде, способной излучать и поглощать электромагнитные волны.

Напомним основные понятия макроскопической теории излучения.

7.1.1. “Температурная” шкала электромагнитных волн

В электродинамическом (классическом) описании излучение представляется плоскими электромагнитными волнами, которые распространяются в пустоте со скоростью света $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с. Частота ν монохроматической электромагнитной волны связана с длиной волны λ соотношением $\lambda\nu = c$. Энергия отдельного кванта света – фотона – может быть выражена через частоту излучения $E = h\nu = \hbar\omega$, где $h = 2\pi\hbar \simeq 6.625 \cdot 10^{-27}$ [эрг·с] – постоянная Планка.

Для теплового излучения среды с температурой T (т.е. в случаях, когда можно термодинамически ввести температуру как меру энергии хаотического движения частиц) характерная энергия излучаемых фотонов не может сильно отличаться от средней энергии частиц $\sim kT$, где $k \approx 1.38 \cdot 10^{-16}$ [эрг/К] – постоянная Больцмана. Поэтому часто удобно бывает характеризовать излучение средней энергией квантов (выраженной, например, в электрон-вольтах) или “температурой излучения” (выраженной в Кельвинах). Например, оптические фотоны имеют энергию около 1 эВ, рентгенов-



Рис. 7.1. Электромагнитный спектр

ские – порядка 1–10 кэВ. В энергетических единицах температура в 1 эВ соответствует физической температуре ~ 11600 К. С другой стороны, низкочастотное излучение (например, в радиодиапазоне) принято характеризовать частотой излучения, выраженной в Гц или длиной волны (в м или см). Шкала электромагнитных волн представлена на рис. 7.1.

7.1.2. Интенсивность излучения (поверхностная яркость)

Важнейшей характеристикой излучения является *интенсивность*. Рассмотрим элементарную площадку с площадью dA в пространстве, заполненную излучением от разных источников. Будем характеризовать ориентацию площадки в пространстве вектором нормали к ее поверхности (рис.7.2). Интенсивность излучения в данном направлении – это мощность световой энергии, проходящей через площадку единичного сечения, расположенной перпендикулярно выбранному направлению, в единице телесного угла $d\Omega$ в единичном интервале частоты $d\nu$ или длины волн $d\lambda$. В общем случае, если угол между площадкой и выбранным направлением равен θ , то

$$I_\nu = \frac{dE}{\cos \theta dAdtd\nu d\Omega}, \quad (7.1)$$

или

$$I_\lambda = \frac{dE}{\cos \theta dAd\lambda d\Omega}, \quad (7.2)$$

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

$$|I_\nu| = \left| I_\lambda \frac{\lambda}{\nu} \right|.$$

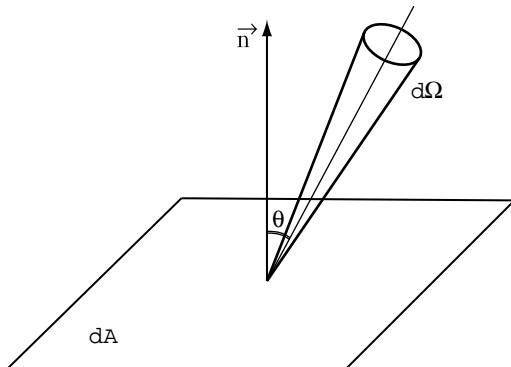


Рис. 7.2. К определению интенсивности и полного потока излучения через площадку

Важное свойство интенсивности: эта величина характеризует излучательные свойства источника, и не зависит от того, на каком расстоянии от него поместить элементарную площадку, поскольку с ростом расстояния d до источника мощность излучения, проходящего через площадку, падает как d^2 , но по такому же закону падает и телесный угол, под которым виден источник (или любая его часть, наблюдаемая под малым телесным углом). Элементарную площадку можно совместить с наблюдателем, а можно представить находящейся на поверхности источника. Интенсивность будет той же самой. Источник называют изотропно излучающим, если его интенсивность не зависит от направления в пространстве.

7.1.3. Поток излучения. Связь с интенсивностью

Интенсивность, проинтегрированная по телесному углу, заключающему источник, дает мощность излучения от источника в целом, проходящего через площадку единичной площади в данном

интервале частот или длин волн. Эта величина называется *потоком излучения*:

$$F_{\nu,\lambda} = \int I_{\nu,\lambda} \cos \theta d\Omega, \quad (7.3)$$

где интеграл берется по телесному углу.

Если интенсивность приходящего излучения не зависит от направления (изотропное поле излучение), то из формулы (7.3) вытекает, что полный поток через площадку равен нулю: $F = I \int \cos \theta d\Omega = 0$. Такая ситуация реализуется в поле равновесного излучения (с большой точностью – внутри звезды). И обратно, чем более анизотропно поле излучения, тем дальше от равновесного состояния оно находится (например, поле излучения вблизи границы фотосферы звезды или излучение облака газа, подсвеченного удаленным источником).

Для изотропно излучающей бесконечной плоскости интегрирование по полусфере дает: $F_{\nu,\lambda} = \pi I_{\nu,\lambda}$. Поток от источника может рассматриваться как освещенность, создаваемая источником (в интервале $d\nu$ или $d\lambda$) в месте наблюдения. Поток падает с расстоянием от источника как d^{-2} (из-за уменьшения телесного угла, под которым виден источник).

Пример. Покажем, что от “точечного” источника излучения телескоп может регистрировать только поток излучения (а не интенсивность). Для простоты рассмотрим сферически-симметричный излучатель (звезду) с радиусом r_* находящуюся на расстоянии D . В силу изотропии излучения звезда будет видна как однородный по яркости диск.¹ Непосредственно измеряемый поток излучения от этой звезды по определению будет равен $F^{(d)} = I_{\nu}^{(d)} \Delta\Omega$, где $I_{\nu}^{(d)}$ – интенсивность излучения в точке детектора, $\Delta\Omega = \pi r_*^2/D^2$ – телесный угол, под которым видна звезда. Так как поток с единицы поверхности звезды для изотропной интенсивности есть просто

¹Заметим, что для реальных звездных атмосфер изотропия интенсивности излучения является первым и часто весьма грубым приближением. Хорошо известен эффект потемнения краю диска Солнца в оптическом диапазоне.

$F^{(e)} = \pi I_\nu^{(e)}$, то пренебрегая поглощением (т.е. полагая $I_\nu^{(d)} = I_\nu^{(e)}$) находим для измеряемой величины

$$F_\nu^{(d)} = (r_*/D)^2 F_\nu^{(e)}, \quad (7.4)$$

где для точечного источника множитель в скобках $\ll 1$ и априори неизвестен. Это соотношение можно получить для любой зависимости интенсивности от угла. Переход от непосредственно измеряемой величины $F_\nu^{(d)}$ к интенсивности $I_\nu^{(e)}$ возможен только если известен угловой размер r_*/D источника, то есть если он не воспринимается как точечный.

7.1.4. Плотность энергии излучения

Спектральная плотность энергии излучения – это энергия излучения в единичном объеме пространства в единичном интервале частот. Она имеет размерность [эрг/(см³·Гц)] и получается интегрированием интенсивности по всем телесным углам:

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega. \quad (7.5)$$

Для доказательства следует взять выражение (7.1) (определение интенсивности), разделить на скорость света c и учесть, что $cdtdA = dV$ есть элементарный объем в направлении, характеризуемом телесным углом $d\Omega$.

7.1.5. Понятие спектра

Спектр – это распределение интенсивности излучения по длинам волн I_λ или частотам I_ν . Очень часто вместо интенсивности используют пропорциональные ей (для данного источника) единицы – световые потоки F_ν или F_λ , или же выражают спектр в относительных (безразмерных) единицах. Последнее обычно имеет место, если интересует форма спектра, профиль или относительные интенсивности линий, а не энергетические характеристики источника. Иногда спектры характеризуют величиной νI_ν (или νF_ν),

которая показывает, сколько энергии выделяется в логарифмическом интервале частот; максимум этой величины соответствует частотам, на которых происходит основное энерговыделение.

7.2. Излучение абсолютно черного тела

7.2.1. Тепловое излучение

По физическому смыслу 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 $f(v) \propto v^2 \exp(-mv^2/2kT)$), в спектре получающегося непрерывного излучения возникает экспоненциальный завал, начиная с энергий $h\nu \sim kT$. Иная ситуация для нетеплового излучения: его спектр может простираться в область очень высоких энергий и не иметь никакого отношения к температуре среды. Примеры нетеплового излучения – рекомбинационное излучение (свободно-связанные переходы), которое идет за счет выделения внутренней энергии системы электрон-ион, синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле, обратное комптоновское рассеяние мягких фотонов на "горячих" электронах, мазерное излучение, черенковское излучение заряженных частиц в среде и т.д. Некоторые важные примеры нетеплового излучения будут рассмотрены ниже.

7.2.2. Понятие термодинамического равновесия и локального термодинамического равновесия

Термодинамическое равновесие (ТР) – 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 ТР существует только одно значение температуры, которое определяет физическое состояние среды. В природе ТР нигде не выполняется строго. Локальное ТР (ЛТР) означает, что в каждой бесконечно малой области детальное равновесие существует и поддерживает ТР, но температура является функцией координат и времени. При ТР выполняется а) закон Больцмана распределения атомов по энергиям, б) закон Максвелла распределения свободных частиц по скоростям (энергиям), в) закон Планка распределения энергии фотонов г) закон Кирхгофа (см. ниже и Приложение).

7.2.3. Спектр абсолютно черного тела

Важнейший пример теплового излучения представляет собой излучение абсолютно черного тела (АЧТ). Излучение АЧТ находится в *полном термодинамическом равновесии* со средой и потому называется *равновесным излучением*. Спектр АЧТ описывается функцией Планка $I_\nu = B_\nu(T)$ и зависит только от температуры T . Поле равновесного излучения строго изотропно (т.е. полный поток через произвольно ориентированную площадку строго равен нулю). Излучение АЧТ неполяризовано.

Напомним основные свойства функции Планка для равновесного излучения. Эта функция может быть записана в виде удельной интенсивности в единичном интервале частот с размерностью [эрг/(см²·с·Гц·стэр)]

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)^{-1}, \quad (7.6)$$

или длии волн ([эрг/(см³·с·стэр)])

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)^{-1}. \quad (7.7)$$

Функция Планка для разных температур изображена на рис. (7.3). Рассмотрим предельные случаи и свойства функции Планка.

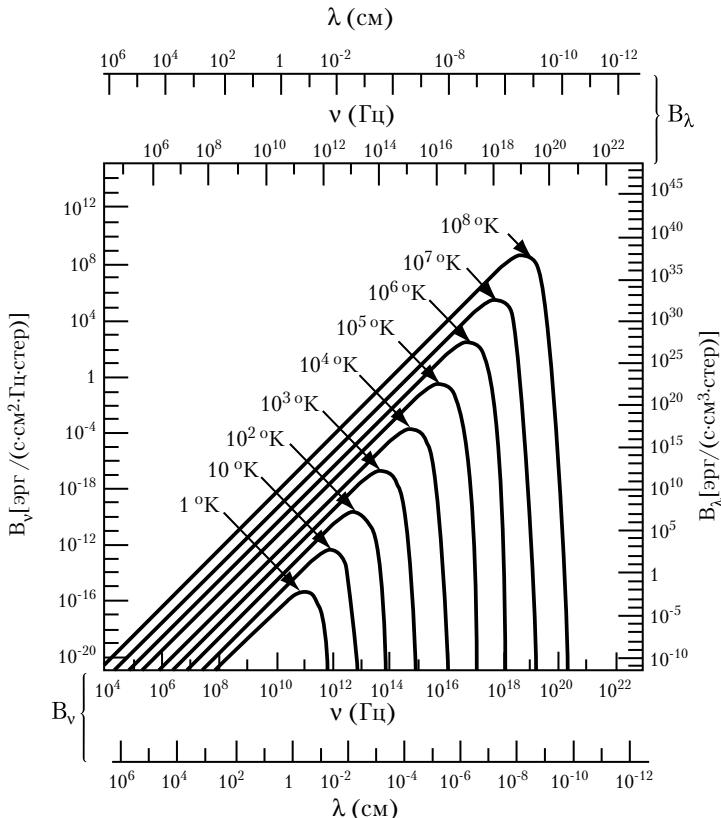


Рис. 7.3. Спектр АЧТ

1. Закон Рэлея–Джинса, $h\nu \ll kT$:

$$B_\nu^{RJ}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT. \quad (7.8)$$

Обратим внимание, что в выражение для интенсивности в этом случае не вошла постоянная Планка, т.е. в этом пределе формула описывает чисто классическое излучение. Попытка экстраполировать закон Рэлея–Джинса в область более высоких частот приводит к расходимости, $\int I_{\nu}^{RJ} d\nu \sim \int \nu^2 d\nu \rightarrow \infty$ (“ультрафиолетовая катастрофа”)

2. Закон Вина, $h\nu \gg kT$:

$$B_{\nu}^W = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (7.9)$$

3. Монотонное изменение интенсивности с температурой:

$\frac{\partial B_{\nu}}{\partial T} > 0$ на всех ν . Это означает, что 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 .

4. Закон смещения Вина. Определим максимум в спектре АЧТ. Для интенсивности на единичный интервал частот $B_{\nu}(T)$ имеем

$$\frac{\partial B_{\nu}}{\partial \nu} = 0 \rightarrow h\nu_{max} \approx 2.82kT.$$

Максимум функции $B_{\lambda}(T)$ для интенсивности на единичный интервал длин волн будет иным:

$$\frac{\partial B_{\lambda}}{\partial \lambda} = 0 \rightarrow \lambda_{max} \approx 0.29 \text{ (см)}/T. \quad (7.10)$$

Подчеркнем, что $\lambda_{max}\nu_{max} \neq c$!

5. Закон Стефана–Больцмана. Полный поток энергии с площадки, излучающей как АЧТ, в полусферу пропорционален четвертой степени температуры.

$$F = \int \int B_{\nu} \cos \theta d\Omega d\nu = \pi \int_0^{\infty} B_{\nu} d\nu = \sigma_B T^4, \quad (7.11)$$

где $\sigma_B = \frac{2\pi^5 k}{15c^5 h^3} \approx 5.67 \cdot 10^{-5}$ [эр/(см²·с·град)] – постоянная Стефана–Больцмана.

6. Плотность энергии и давление равновесного излучения. Плотность энергии АЧТ

$$u_{bb} = \frac{1}{c} \int_0^{\infty} B_{\nu}(T) d\nu d\Omega = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\infty} B_{\nu} d\nu, \quad (7.12)$$

или пользуясь результатом (7.11)

$$u_{bb} = \frac{4\sigma_B}{c} T^4 = a_r T^4, \quad (7.13)$$

где $a_r \equiv 4\sigma_B/c \approx 7.565 \cdot 10^{-15}$ [эрг/(см³·град⁴)] – постоянная излучения. Давление равновесного излучения при этом равно

$$p_{bb} = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (7.14)$$

где множитель 1/3 учитывает равнораспределение энергии фотонов по трем пространственным координатам.

7. Средняя энергия “чернотельного” фотона. По определению, это величина $\langle \epsilon_{\gamma} \rangle = u/\langle n_{\gamma} \rangle$, где u – плотность энергии, $\langle n_{\gamma} \rangle$ – средняя концентрация квантов. Для АЧТ плотность энергии описывается уравнением (7.12), а средняя концентрация квантов

$$\langle n_{\gamma} \rangle = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\infty} \frac{B_{\nu}(T)}{h\nu} B_{\nu} d\nu \propto T^3. \quad (7.15)$$

Делая замену переменных $x = \frac{h\nu}{kT}$ в интегралах, приходим к

$$\langle \epsilon_{\gamma} \rangle = kT \frac{\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}}{\int_0^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}} \simeq 2.7kT. \quad (7.16)$$

Полезное приближение для плотности числа фотонов чернотельного излучения получается с использованием приближения Вина для спектра АЧТ и закона смещения Вина (7.10):

$$n_{\gamma} \simeq \frac{1}{2} \frac{1}{\lambda_{max}^3},$$

где λ_{max} – длина волны, соответствующая максимуму в спектре АЧТ (7.10). Например, для реликтового излучения в современную эпоху во Вселенной $T \approx 2.7$ К, $\lambda_{max} \simeq 0.1$ см, поэтому среднее число реликтовых фотонов в единице объема $n_\gamma \sim 500$ см⁻³.

7.3. Перенос излучения в среде и формирование спектра

Перейдем к описанию распространения излучения в среде. Взаимодействие излучения и вещества можно рассматривать на различных физических уровнях. Для наших целей будет достаточно введения макроскопических коэффициентов излучения и поглощения света, хотя расчет самих коэффициентов в зависимости от частоты фотона и физических характеристик среды представляет самостоятельную задачу и проводится классическими электродинамическими и квантовыми методами. Отметим, что фотоны из пучка, распространяющегося в определенном направлении, могут выбывать не только из-за поглощения, но и за счет рассеяния. Например, рассеяние на свободных электронах очень важно для высокотемпературной плазмы (горячие короны звезд, ранняя Вселенная до рекомбинации). Здесь мы подробно рассмотрим случай, когда рассеяние отсутствует. Некоторые вопросы о влиянии рассеяния на перенос излучения описаны в Приложении.

7.3.1. Коэффициент излучения

Коэффициентом излучения называется энергия, излучаемая единицей объема среды за единицу времени в интервале частот ν , $\nu + d\nu$ в направлении, характеризуемом элементом телесного угла $d\Omega$:

$$dE_\nu = j_\nu dV d\Omega dt. \quad (7.17)$$

Размерность j_ν – [эрг/(см³·с·стэр)]. Для изотропных излучателей $j_\nu = P_\nu / 4\pi$, где $P_\nu = dE_\nu / dt$ – излучаемая единицей объема мощность.

В излучающей среде без поглощения за время dt фотоны в заданном направлении проходят путь $ds = cdt$ и добавка к интенсивности из элементарного объема $dV = cdtdA$ (здесь dA – единичная площадь сечения пучка) будет $dI_\nu = j_\nu ds$. Таким образом, уравнение переноса приобретает вид

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu. \quad (7.18)$$

С математической точки зрения dI/ds есть просто производная поля I по направлению, вдоль которого отсчитывается аффинный параметр s .

В важном частном случае теплового излучения объемный коэффициент излучения пропорционален квадрату плотности среды, т.к. все элементарные процессы излучения как в непрерывном спектре, так и в линиях (свободно-свободное, свободно-связанное, связанно-связанное) – бинарные, т.е. требуют наличия двух взаимодействующих частиц (электронов и ионов): $dE/dt/dV \propto n_e n_i \propto \rho^2$. Коэффициент пропорциональности является функцией температуры газа и подробнее будет обсуждаться далее в главе “Межзвездная среда”.

7.3.2. Коэффициент поглощения и оптическая толщца

Коэффициент поглощения. При прохождении пути ds в поглащающей среде часть фотонов выбывает из пучка (поглощается), и таким образом феноменологически можно записать $dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds$, где $[\alpha_\nu] = \text{см}^{-1}$ – коэффициент поглощения, зависящий от физических параметров среды. Интенсивность пучка уменьшается после прохождения расстояния x от точки $x = 0$ до точки x по экспоненциальному закону

$$I_\nu = I_\nu(0) \exp \left[- \int_0^x \alpha_\nu dx \right]. \quad (7.19)$$

Иногда вводят коэффициент поглощения на грамм пройденного вещества, $\alpha_\nu = \rho \kappa_\nu$. В этом случае коэффициент κ_ν с размер-

ностью [$\text{см}^2/\text{г}$] называется *коэффициентом непрозрачности*. Физический смысл коэффициента поглощения прост. Отнесенный к одному атому, этот коэффициент $\alpha_\nu/n \equiv \sigma_\nu$ зависит только от свойств самого атома. Его величина имеет размерность см^2 и носит название *эффективного сечения поглощения*. Поглощение можно представить себе так, будто каждый атом заменен неким малым непрозрачным диском, перпендикулярным к направлению пучка, попадая в который квант “застревает” (поглощается). Если площадь каждого диска σ_ν , а их число в единице объема n , то полная площадь всех дисков в слое газа с площадью 1 см^2 и толщиной ds равна $n\sigma_\nu ds$. Отсюда непосредственно получаем $dI_\nu = -n\sigma_\nu I_\nu ds$.

Замечание. Коэффициент поглощения может быть как положительным (истинное поглощение), так и отрицательным, т.к. среди элементарных процессов испускания и поглощения света атомами всегда присутствует вынужденное (индуцированное) излучение, пропорциональное, как и поглощение, падающей интенсивности. Хорошо известный пример из оптики – квантовый генератор излучения (лазер). В космических условиях также возможно образование инверсной заселенности уровней (космические мазеры). Мы обсудим этот вопрос подробнее в главе, посвященной межзвездной среде.

Оптическая толщца. Это безразмерная характеристика, определяющая поглощение вдоль луча распространения света:

$$d\tau_\nu = \alpha_\nu ds, \quad (7.20)$$

или в пределах от s_0 до s

$$\tau_\nu = \int_{s_0}^s \alpha(s') ds' \quad (7.21)$$

(иногда отсчет расстояния ведется в обратном направлении от наблюдателя к источнику, тогда в определении оптической толщи появляется знак минус). С учетом (7.20) изменение I_ν в среде с поглощением выразится простым соотношением $I_\nu = I_\nu(0) \exp\{-\tau_\nu\}$.

Если $\tau_\nu \gg 1$, то реализуется оптически толстый случай (среда непрозрачна для излучения); если $\tau_\nu \ll 1$ – оптически тонкий случай (среда прозрачна для излучения).

Важность понятия оптической толщины вытекает из ее связи с длиной свободного пробега фотона. Рассмотрим однородную среду без излучения. Средняя длина свободного пробега фотона определяется из условия $\langle \tau_\nu \rangle = \alpha_\nu \langle l_\nu \rangle = 1$,

$$\langle l_\nu \rangle = \frac{1}{\alpha_\nu} = \frac{1}{n\sigma_\nu}, \quad (7.22)$$

т.е. фактически это обратный коэффициент поглощения! Таким образом, можно сказать, что если оптическая толщина от наблюдателя до источника меньше единицы, то принимаемые фотонами есть исходные фотонны, испущенные источником. Если оптическая толщина становится равной единице, то по пути от источника до наблюдателя фотон хотя бы раз испытает взаимодействие со средой. Если в среде кроме поглощения есть рассеяние, то смысл оптической толщины по рассеянию связан с числом рассеяний фотона, которые он претерпит прежде чем покинет рассматриваемую область (подробнее см. в Приложении). Например, фотоны реликтового излучения во Вселенной проходят без взаимодействия с веществом расстояние более 10 млрд. световых лет. Так как основным взаимодействием излучения и вещества на ранних стадиях расширения Вселенной было именно рассеяние на электронах, говорят о “поверхности последнего рассеяния” реликтоных фотонов r_{ls} , определяемом из соотношения $\tau(r_{ls}) = 1$. Эта воображаемая “поверхность” находится на красных смещениях $z_r \simeq 1100$ и соответствует “эпохе рекомбинации” излучения и вещества в расширяющейся Вселенной. Более подробно реликтовое излучение будет обсуждаться в главах, посвященных космологии.

7.3.3. Уравнение переноса при наличии поглощения и излучения

Если среда способна как излучать, так и поглощать свет, то, полагая коэффициенты излучения j_ν и поглощения α_ν известными

функциями координат и времени, зависящими от физического состояния вещества (температуры, плотности, химического состава и т.д.), в стационарном случае можем записать уравнение переноса²:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (7.23)$$

Замечание. Как отмечалось выше, фотоны из пучка могут исчезать не только из-за истинного поглощения, но и из-за рассеяния (во многих реальных условиях, например, в солнечной короне, преобладает рассеяние на свободных электронах). Тогда ситуация значительно усложняется, поскольку рассеяние изменяет траектории фотонов, и уравнение переноса превращается в интегро-дифференциальное уравнение, которое решается, как правило, численными методами.

Простейшие частные случаи уравнения переноса.

1. Среда только излучает, $\alpha_\nu = 0$, $dI_\nu/ds = j_\nu$,

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) + \int_{s_0}^s j_\nu(s') ds'. \quad (7.24)$$

2. Среда только поглощает, $j_\nu = 0$, $dI_\nu/ds = -\alpha_\nu I_\nu$,

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) \exp \left[- \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds' \right] = I_\nu(s_0) \exp(-\tau_\nu). \quad (7.25)$$

Функция источника. С учетом того, что $d\tau_\nu = \alpha_\nu ds$ уравнение переноса (7.23) можно переписать в виде:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (7.26)$$

²Непревзойденный по ясности и физической глубине вывод уравнения переноса и обсуждение его важнейших свойств можно найти в монографии Я.Б.Зельдовича и Ю.П.Райзера “Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений”, М., Наука, 1966, гл. II.

где $S_\nu \equiv j_\nu/\alpha_\nu$ – функция источника. Целесообразность введения этой функции связана с тем, что часто она находится или вычисляется проще, чем коэффициенты излучения или поглощения по отдельности. Для теплового излучения функция источника представляет собой функцию Планка для равновесного излучения.

Закон Кирхгофа. Закон Кирхгофа, выполняющийся в условиях ЛТР, устанавливает связь между коэффициентом излучения и поглощения и справедлив для любого *теплового излучения*.

$$S_\nu = B_\nu(T), \quad j_\nu = \alpha_\nu B_\nu(T). \quad (7.27)$$

Замечание. Подчеркнем разницу между излучением АЧТ и тепловым излучением: для АЧТ интенсивность равна планковской, $I_\nu = B_\nu(T)$, а для теплового излучения функция источника равна функции Планка $S_\nu = B_\nu(T)$, но сам спектр может иметь иную форму! Отметим, что для нетеплового излучения функция источника отличается от функции Планка.

7.3.4. Решение уравнения переноса для простейших случаев

Умножив уравнение (7.26) на интегрирующий множитель e^{τ_ν} , получаем решение

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu. \quad (7.28)$$

Здесь τ_ν – полная оптическая толщина вдоль луча зрения, τ'_ν – ее текущее значение. Физический смысл этого решения прост. 1-е слагаемое: начальная интенсивность излучения уменьшена в $e^{-\tau_\nu}$ раз из-за поглощения; 2-е слагаемое: интенсивность излучения, рожденная в среде и проинтегрированная вдоль луча зрения с учетом поглощения. Это решение показывает важность определения функции источника как функции оптической толщины. Если она известна, то решение имеет вид (7.28). Однако во многих реальных ситуациях функция источника заранее неизвестна, поэтому решение уравнения переноса является сложной задачей.

Рассмотрим важный частный случай. Пусть функция источника постоянна в среде, т.е. не зависит от оптической толщины, $S_\nu = \text{const}(\tau_\nu)$. Это реализуется, например, когда излучение проходит сквозь среду, находящуюся в ЛТР (слой с постоянной температурой). Тогда

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) = S_\nu + e^{-\tau_\nu}(I_\nu(0) - S_\nu). \quad (7.29)$$

Это решение имеет простой физический смысл:

- 1) В пределе больших оптических толщин $\tau_\nu \rightarrow \infty$ интенсивность излучения становится равной функции источника $I_\nu \rightarrow S_\nu$. Для теплового излучения (и только) спектр является планковским и соответствует температуре среды. (Осторожнее! Если в среде есть рассеяние, то интенсивность сама дает вклад в функцию источника, и картина сильно усложняется).
- 2) Если $I_\nu > S_\nu$, то $dI/dt < 0$, I уменьшается вдоль луча (среда поглощает больше, чем излучает сама).
- 3) Если $I_\nu < S_\nu$, то $dI/d\tau > 0$, I возрастает вдоль луча (среда больше излучает, чем поглощает).

Видно, что интенсивность выходящего излучение с ростом τ всегда стремится к функции источника. Отсюда следует важный вывод: *любое тепловое излучение превращается в излучение АЧТ в пределе больших оптических толщин $I_\nu \rightarrow B_\nu(T)$ при $\tau_\nu \rightarrow \infty$.* Однако непрерывный спектр излучения, близкий к планковскому, может получаться и от оптически тонких сред, если коэффициент поглощения α_ν слабо зависит от частоты (см. закон Кирхгофа (7.27)). В частности, такая ситуация реализуется на Солнце в видимой и ИК-области, где основной вклад в поглощение дает отрицательный ион водорода H^- , коэффициент поглощения для которого слабо зависит от частоты.

7.3.5. Образование спектральных линий в условиях ЛТР

Спектральные линии (излучения или поглощения) образуются тогда, когда есть выделенные частоты, на которых микроскопические коэффициенты излучения j_ν и поглощения α_ν как функции

частоты имеют экстремумы. Пусть, например, коэффициент поглощения имеет острый максимум на частоте ν_0 . Будем для простоты считать, что функция источника не меняется с глубиной. Возможны несколько вариантов решения уравнения переноса для интенсивности наблюдаемого излучения (см. рис. 7.4).

A. Излучение оптически тонкой среды. В этом случае $\tau_\nu \ll 1$ на всех частотах, и если фоновой подсветки нет ($I_\nu(0) = 0$), то результирующая интенсивность $I_\nu = S_\nu \tau_\nu$ (поскольку $1 - e^{-\tau_\nu} \approx \tau_\nu$). Из (7.29) следует, что наблюдается линия излучения на частоте ν_0 , причем ее максимальная интенсивность меньше функции источника $I_{\nu_0} < S_{\nu_0}$. Ничего качественно не изменяется в случае, если есть фоновая подсветка $I_\nu(0) < S_\nu$, т.е. если более горячая область располагается над холодной. Выходящая интенсивность теплового излучения оптически тонкой плазмы (как в континууме, так и в линиях) пропорциональна $n_e n_i$, то есть квадрату плотности среды.

B. Излучение оптически толстой (непрозрачной) среды. Пока газ прозрачен, он излучает в основном в линиях (в них τ всегда выше), а непрерывный спектр слаб. По мере роста непрозрачности рост линий замедляется, и непрерывный спектр постепенно “замывает” их, так что спектр абсолютно непрозрачной среды, нагретой до определенной температуры, стремится к планковской функции при $\tau \rightarrow \infty$. Никаких спектральных линий в такой среде не будет. Линии возникают лишь при наличии градиента температуры или резкого отличия от ЛТР.

C. Образование линий поглощения при соблюдении ЛТР легко объяснить, если считать, что свет с непрерывным спектром, излучаемый звездой с интенсивностью $I_\nu(0)$, проходит через более холодный слой атмосферы с оптической толщиной τ_ν на частоте ν . Иными словами, фоновая подсветка больше функции источника ($I_\nu(0) > S_\nu$). Очевидно, что I_ν тем ниже, чем выше τ_ν . Последняя величина максимальна на частоте перехода, то есть в центре линии ν_0 . Поэтому на частотах, соответствующих переходам между уровнями атомов, излучение оказывается максимально

ослабленным. Это и является причиной появления темной линии **поглощения** на фоне непрерывного спектра. Механизм образования линий в спектре звезды в условии ЛТР можно интерпретировать проще: из-за более высокого коэффициента поглощения в линии видны более поверхностные, а следовательно и более холодные слои.

D. Случай большой оптической толщины в центре линии, $\tau_{\nu_0} \gg 1$. Картина качественно та же, что и в случае С, за исключением того, что в максимуме линии интенсивность равна значению функции источника (т.е. планковской интенсивности) на этой частоте.

Роль рассеяния при формировании сильных линий поглощения в спектре Солнца. Интересно посмотреть с изложенных позиций на образование сильных линий поглощения в фотосфере Солнца (т.н. фраунгоферовские линии). Линии поглощения возникают из-за уменьшения температуры солнечного вещества вдоль радиуса. Видимая фотосфера определяется как поверхность, до которой оптическая толщина в непрерывном спектре для внешнего наблюдателя составляет $\tau \simeq 1$. Иными словами, кванты света из фотосферы сравнительно свободно покидают Солнце. Температура фотосферы около 5600 К, а над ней располагается слой более холодной плазмы (а значит, с меньшим значением функции источника), в котором и происходит формирование линий поглощения. При этом важно, что поглощенный каким-либо атомом квант непрерывного спектра фотосферы (скажем, с длиной волны линии H_α 6563 Å) вновь испускается через короткое время (для разрешенных переходов – за время порядка 10^{-8} с) в произвольном направлении. Здесь существенно, что ниже этого слоя располагается оптически плотная область фотосферы, так что с вероятностью близкой к $1/2$ квант переиспускается вниз и поглощается в фотосфере, где его энергия термализуется снова в кванты непрерывного спектра, а с вероятностью $\sim 1/2$ квант испускается в направлении от фотосферы. Таким образом, можно ожидать, что интенсивность в центре сильной линии поглощения

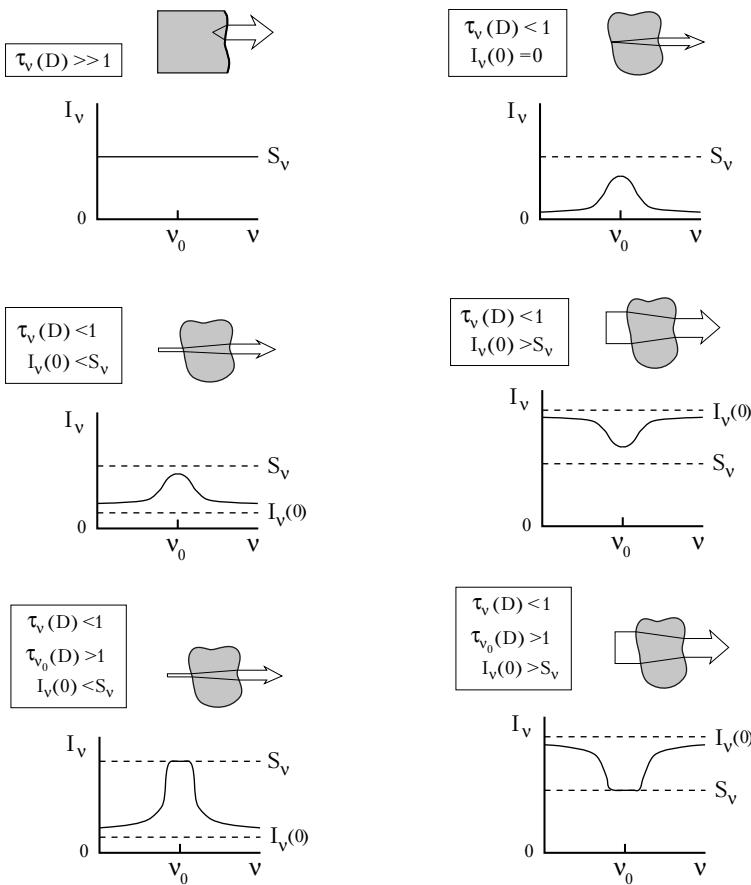


Рис. 7.4. Излучение спектральных линий в однородной среде. Если оптическая толщина излучающей области велика, линий нет (вверху слева). Оптически тонкая среда излучает эмиссионные линии, если подсветки сзади нет ($I(0) = 0$, справа вверху), или она слабая ($I(0) < S$). Линии поглощения появляются, если значение функции источника подсветки больше значения функции источника на данной частоте (справа внизу).

будет существенно меньше, чем в соседнем с линией участке непрерывного спектра. Близкая к этой картина реально имеет место в солнечной фотосфере. Разобранный пример иллюстрирует важность эффекта рассеяния фотона на частоте линии в атмосфере звезды для образования сильной линии поглощения.

Понятие доплеровского профиля линии. Если газ оптически тонкий (в линии), то при отсутствии нетепловых механизмов расширения профиль линии отражает максвелловский профиль скоростей частиц излучающего газа. Ширина линии зависит от температуры газа и турбулентных скоростей. Собственная ширина линии, как правило, пренебрежимо мала. Но в сильных линиях проявляется себя столкновительный механизм уширения. По классической теории излучения это уширение связано с влиянием электрических полей соседних атомов (ионов) на положение энергетических уровней излучающего атома. Этот механизм ответственен за широкие крылья сильных линий в спектре Солнца.

Зависимость температуры оптически тонкого газа от концентрации частиц. Для оптически тонкой среды существует общее правило: чем ниже плотность газа, тем выше его температура. Действительно, если есть определенный нагревающий поток, то энергия, передаваемая в единицу времени газу в единице объема пропорциональна концентрации частиц n , а тепловая энергия, излучаемая в единице объема, пропорциональна частоте столкновения частиц, т.е. произведению относительной скорости на квадрат концентрации $dE/dt/dV \propto \sqrt{T}n^2$. Коэффициент пропорциональности между темпом потери энергии на излучение и величиной $\sqrt{T}n^2$ зависит от температуры, и описывается так называемой функцией охлаждения. Величина $\sqrt{T}n^2$ растет в широком интервале температур, поэтому баланс между поглощаемой энергией ($\sim n$) и излучаемой энергией ($\sim n^2\sqrt{T}$) устанавливается при более высокой температуре с уменьшением плотности n . Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже в главе “Межзвездная среда”.

7.3.6. Температура астрофизических источников, определяемая по их излучению

В случае АЧТ температура тела является единственным параметром, определяющим спектр излучения. В астрофизике, как правило, мы имеем дело с наблюдениями источников в ограничен-

ном 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 (с точки зрения теории переноса излучения, температура – всего лишь один из параметров, определяющих функцию источника!). Наиболее часто встречаются следующие определения температуры.

Яркостная температура T_b – температура такого АЧТ, которое имеет интенсивность, равную интенсивности изучаемого источника на данной частоте, $I_\nu = B_\nu(T_b)$. В частном случае радиоволн (приближение Рэлея–Джинса)

$$T_b = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I_\nu, \quad h\nu \ll kT. \quad (7.30)$$

В этом случае уравнение переноса для теплового излучения ($S_\nu = B_\nu$!) переписывается через яркостную температуру

$$\frac{dT_b}{d\tau_\nu} = -T_b + T,$$

где T – температура излучающей области. Если $T = const$ вдоль луча зрения, то

$$T_b = T_b(0)e^{-\tau_\nu} + T(1 - e^{-\tau_\nu}),$$

то есть при $\tau \rightarrow \infty$, $T_b \rightarrow T$. Для оптически тонкого газа $\tau_\nu \ll 1$ и (если нет подсветки, т.е. $I_\nu(0) = 0$) $T_b \approx T\tau_\nu \ll T$.

Эти простые выкладки показывают, что:

1. яркостная температура T_b в общем случае есть функция частоты (если спектр не чернотельный);

2. из астрономических наблюдений определить яркостную температуру можно только от источников, у которых известен угловой размер $d\Omega$ (в противном случае можно измерить только поток, а не интенсивность);

3. интенсивность АЧТ с температурой T является *максимально достижимой* интенсивностью для теплового излучения любого тела с температурой T .

Напомним, что 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).

Эффективная температура T_{eff} – температура АЧТ, излучающего в единицу времени с единицы площади во всем диапазоне частот ту же энергию, что и данное тело, то есть

$$F = \int \int I_\nu \cos \theta d\Omega d\nu \equiv \sigma_B T_{eff}^4 \quad (7.31)$$

применяется для характеристики излучения оптически толстых сред (т.е. сред, в которых можно определить “поверхность”, с которой уходят достигающие наблюдателя фотоны – фотосферу), например звезд.

Пример. Найдем связь T_{eff} со светимостью L (полным энерговыделением за единицу времени). Если имеется шарообразное тело (например, звезда или планета) с радиусом R , излучающая в единицу времени энергию L , то

$$L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4. \quad (7.32)$$

Эффективная температура Солнца $T_{eff,\odot} \approx 5780$ К. Эффективные температуры звезд лежат в пределах от 2000 К до 50000 К. Горячие белые карлики могут иметь $T_{eff} \sim 100000$ К. Эффективные температуры нейтронных звезд еще выше – $10^5 \div 10^6$ К.

7.4. Астрофизические примеры спектров

Тепловые спектры. Спектры, наиболее близкие к чернотельным, это:

А) Спектры собственного излучения однородно нагретых непрозрачных тел (планеты, межзвездные пылинки, нейтронные звезды в мягком рентгеновском диапазоне).

Б) Спектры звезд типа Солнца или более холодных – только в видимой области.

В) Спектр фонового (реликтового) излучения Вселенной. Фоновое излучение соответствует $T \simeq 2.73\text{К}$ и имеет космологическое происхождение. Это кванты, родившиеся при рекомбинации первичной плазмы, оставшейся вследствие расширения. Они перестали поглощаться и “перерабатываться” средой, когда благодаря уменьшившейся плотности и произошедшей рекомбинации электронов и ионов в атомы пространство стало прозрачным (нейтральные атомы практически не задерживают не-ионизующее их излучение). До этой рекомбинации кванты, непрерывно поглощаясь и переизлучаясь, находились в тепловом равновесии с плазмой. Кванты перестали быть связанными со средой и начали распространяться независимо. Низкая энергия квантов наблюдаемого излучения связана с большим красным смещением (они уменьшили свою энергию почти в 1000 раз), но спектр излучения, как был, так и остался планковским, только стал соответствовать в тысячу раз более низкой температуре³. Небольшие отклонения спектра фонового излучения от планковской функции возникают по следующим причинам: 1) рассеяние на плазме, заполняющей скопления галактик; 2) движение наблюдателя относительно системы отсчета, в которой поток реликтового излучения равен нулю; 3) наличие небольших ($\Delta T/T \simeq 10^{-5} \div 10^{-6}$) неоднородностей интенсивности, связанных с флюктуациями плотности некогда излучившей свет среды. Из этих первичных неоднородностей впоследствии развивались наблюдаемые крупномасштабные неоднородности в распределении галактик.

Нетепловые спектры. Наиболее известные примеры нетепловых спектров – спектры радиопульсаров (вращающихся нейтронных звезд с сильным магнитным полем), радиогалактик и

³Если в формуле Планка (7.6) заменить ν на $x\nu$, где x – численный коэффициент, то она все равно будет описывать функцию Планка, но с температурой xT (в x раз большей). Поэтому доплеровский сдвиг частоты (красное смещение в расширяющейся Вселенной) не меняет форму планковского спектра.

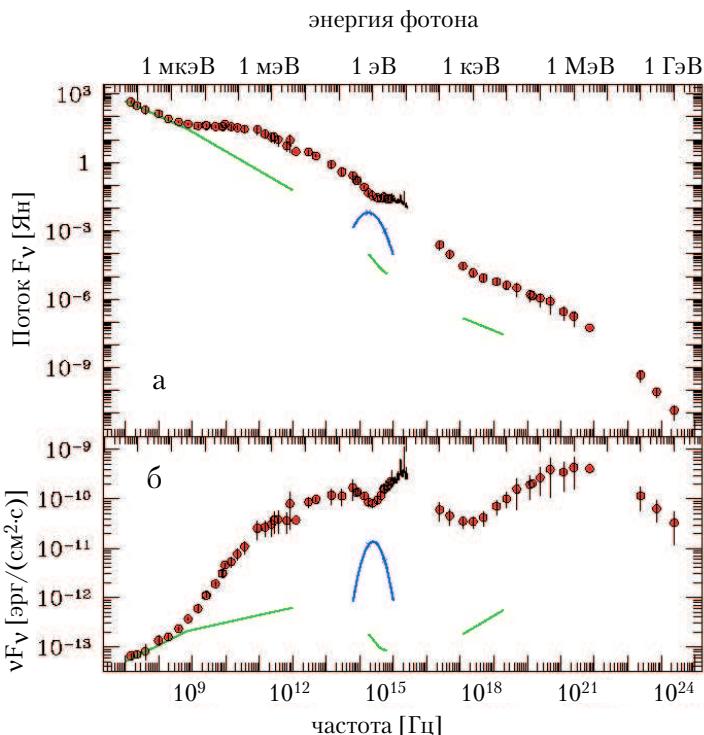


Рис. 7.5. Спектр квазара 3С273 от радио до γ -диапазона. Сверху – поток F_ν в янских (единица измерения, 1 Ян = 10^{-26} Вт/($\text{м}^2 \cdot \text{Гц}$)). Снизу – величина νF_ν , максимум которой указывает на частоты с максимальным энерговыделением.

квазаров, жестких рентгеновских источников, некоторых остатков сверхновых звезд. Эти спектры связаны с синхротронным излучением релятивистских электронов в магнитном поле и с процессами обратного комптоновского рассеяния мягких (как правило, тепловых) фотонов на релятивистских электронах (см. ниже). Характерной особенностью таких спектров является наличие степенной зависимости потока от частоты $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, где показатель степени α обычно имеет значения от 0.5 до 1 (см. рис.7.5). Отметим, что степенные зависимости потока в ограниченном диапазоне частот можно получить и для теплового излучения в реальных астрофизических источниках (например, суммированием планковских

кривых от слоев с изменяющейся температурой, как в аккреционных дисках). В таких случаях указанием на возможную нетепловую природу спектра обычно является отсутствие экспоненциального “завала” $F_\nu \sim \exp(-h\nu/kT)$ на высоких частотах, который всегда имеет место для теплового излучения с температурой T . Другими признаками нетеплового излучения является высокая степень поляризации (особенно для синхротронного излучения), а также физически неприемлемая высокая яркостная температура излучения. Например, для пульсаров или космических мазеров T_b может достигать значения $> 10^{20}$ К!

7.5. Задачи к главе 2

1. Сферически-симметричное облако оптически тонкой тепловой плазмы сжимается адиабатически. В приближении Рэлея–Джинса найти зависимость яркостной температуры излучения и принимаемого потока излучения от радиуса облака. Коэффициент поглощения и массу облака считать постоянными.

Плазму считать идеальным одноатомным газом.

Решение

- а) $I_\nu = \tau_\nu S_\nu$, $S_\nu = B_\nu(T) \propto T$ (приближение Рэлея–Джинса),
 - б) $\tau = n(r)\sigma r \propto 1/r^3 r = 1/r^2$,
 - в) $pV^\gamma = \text{const}$, $pV \sim T \rightarrow T \propto V^{-2/3} \propto 1/r^2$ для $\gamma = 5/3$,
 - г) $T_b \sim I \propto \tau T \propto 1/r^2 1/r^2 = 1/r^4$,
 - в) $F \sim r^2 I \propto 1/r^2$,
- Ответ:** $T_b \sim 1/r^4$, $F \sim 1/r^2$.

2. На луче зрения одно за другим располагаются N одинаковых облаков тепловой плазмы с оптической толщиной τ . Чему равна интенсивность выходящего излучения вдоль луча зрения? Как она относится к интенсивности излучения от одного облака? Дать численный ответ для $\tau = 1$ и $N = 10$.

Решение

1. Формальный способ – из уравнения переноса:

а) $I_1 = S(1 - e^{-\tau})$, $I_2 = I_1 e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-2\tau})$, ..., $I_N = I_{N-1} e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-N\tau})$;

б) $I_N/I_1 = (1 - e^{-N\tau})/(1 - e^{-\tau})$.

2. По определению τ , оптическая толщина на отдельных участках пути вдоль луча зрения суммируется. Поскольку облака одинаковы, их можно заменить одним облаком с $\tau_N = N\tau$, откуда сразу получаем ответ (см. п. 1б).

Ответ: $I_{10}/I_1 \approx e/(e - 1) \approx 1.58$.

3. Наблюдаемая светимость мазерного источника на молекуле гидроксила OH с длиной волны $\lambda = 18$ см достигает светимости Солнца, а яркостная температура излучения $T_b = 10^{20}$ К. Температура в источнике 300 К. Считая, что уширение линии обусловлено только тепловыми движениями молекул, оценить размер источника r_s , предполагая его сферическую симметрию.

Решение

а) $I_\nu = dE/dt/dS/d\nu/d\Omega = (L/4\pi)1/(4\pi r_s^2)1/\Delta\nu$,

б) $\Delta\nu/\nu \approx v_t/c = \sqrt{3kT/m}$, где $m = 17m_p$ для молекулы OH.

в) $kT_b = 2c^2/\nu^2 I_\nu = 2\lambda^2 I_\nu = 2\lambda^3(L/4\pi)1/(4\pi r_s^2)1/v_t$,

г) $r_s^2 = 2\lambda^3/(16\pi^2 v_t)(L/kT_b)$.

Ответ: $r_s \simeq 1$ а.е. – т.е. характерный размер планетной системы.

Глава 8.

Особенности и физические ограничения астрономических наблюдений

8.1. Основные задачи наблюдательной астрономии

Главная отличительная особенность астрономии – невозможность поставить “эксперимент” в привычном для физики смысле этого слова. Невозможно специальным образом “подготовить” исследуемый объект или вообще как-то повлиять на него. Вторая особенность заключается в том, что по причине конечности скорости света, принимая сигнал от какого-либо источника, мы изучаем физические процессы, происходившие в нем многие сотни, тысячи и даже миллиарды лет назад. Принято говорить об астрономических *наблюдениях*, т.е. о пассивном приеме информации от источника.

Регистрация и изучение временных и спектральных характеристик сигнала от астрономических источников является главным способом исследования их физического состояния и эволюции. Для получения ясной физической картины об исследуемом классе объектов (например, звездах или галактиках) нужно проводить наблюдения по возможности большего их числа на разных стадиях их эволюции.

Основной информационный канал в астрономии до сих пор связан с анализом электромагнитного излучения. Все пространство пронизано излучением света звезд, межзвездного газа и пыли, межгалактического горячего газа, реликтовым микроволновым излучением. Прием и анализ излучения осуществляется с помощью телескопической техники. При наблюдении слабых источников телескоп решает следующие задачи:

- а) собрать и направить на приемник излучения как можно большее количество световой энергии;
- б) отделить положения изображений источников (или отдельных деталей) друг от друга;
- в) выделить *сигнал* от отдельного источника среди естественного *шума*.

Эти задачи решаются путем использования телескопов в различных диапазонах электромагнитного спектра. Однако прежде чем попасть на телескоп, свет от космического источника проходит через межзвездную среду и земную атмосферу, частично или полностью поглощаясь в зависимости от длины волны.

8.1.1. Пропускание света земной атмосферой

Взаимодействие электромагнитного излучения с атмосферой Земли приводит к тому, что наземные астрономические наблюдения возможны лишь в узких “окнах прозрачности” в оптическом, ИК и радиодиапазонах (см. рис. 8.1). Поглощение ИК-фотонов происходит главным образом молекулами воды, кислорода и углекислого газа в тропосфере. УФ и более жесткое излучение поглощается молекулярным и атомарным кислородом и азотом, а поглощение в ближнем УФ осуществляется в основном озоном на высотах 20–30 км над поверхностью Земли (озоновый слой). Начиная с высот 20–30 км атмосфера становится практически прозрачной для фотонов с энергией выше 20 кэВ (жесткий рентгеновский диапазон). Непрозрачность атмосферы в декаметровом радиодиапазоне

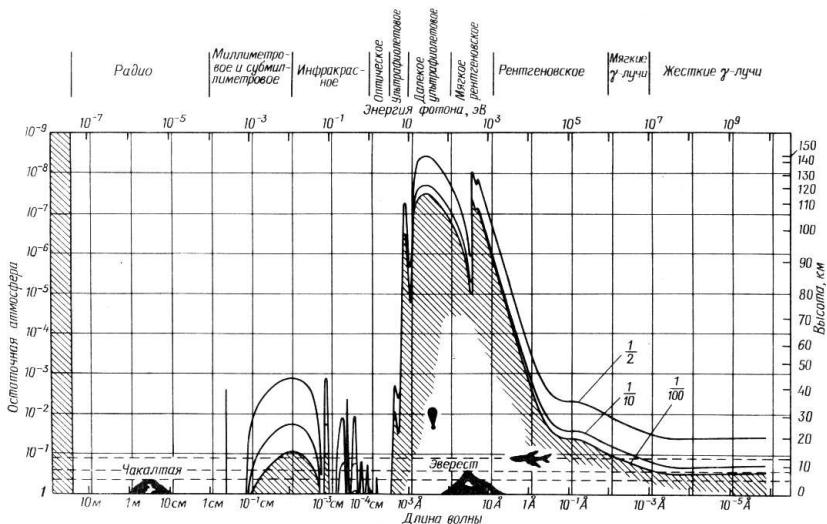


Рис. 8.1. Высота, до которой проникает излучение данной длины волны в диапазоне от длинных радиоволн до гамма-излучения. Приведены кривые высот, до которых доходит 50, 10 и 1% падающего излучения.

обусловлена отражением радиоволн от ионосферы на высотах от 90 км и выше. Из рисунка видно, что почти вся ИК-область спектра и жесткое рентгеновское и гамма-излучение могут наблюдаться с аппаратурой, поднятой на аэростатах и самолетах выше 20–30 км. Наблюдения УФ и рентгеновских квантов возможны только с очень больших высот или из ближнего космоса.

8.1.2. Пропускание света межзвездной средой

Межзвездная среда заполнена разреженным ионизованным и нейтральным газом и пылевой средой. Электромагнитное излучение при распространении в такой среде испытывает поглощение и рассеяние, что в значительной степени сказывается на возможностях наблюдений удаленных астрономических источников.

В области радиоволн поглощение практически отсутствует, однако ионизованная компонента межзвездной среды ответственна за дисперсию радиосигнала (см. далее главу “Межзвездная среда”). Основное поглощение в ИК, оптическом и УФ диапазоне

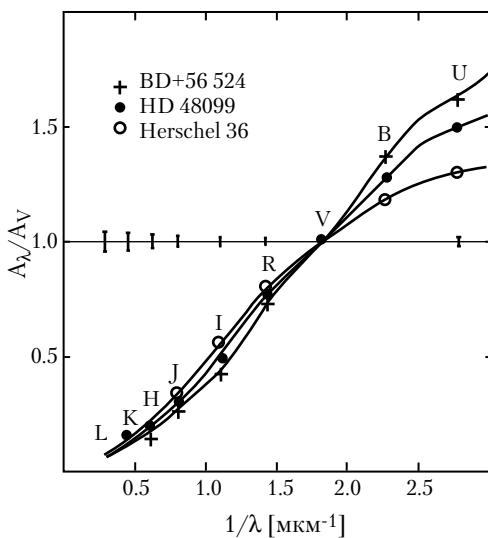


Рис. 8.2. Зависимость ослабления света (в зв. величинах) от обратной длины волны для различных направлений (на три различные звезды). Кривые нормированы на величину ослабления $A = 1$ в диапазоне V.

(0.1–20 мкм) обусловлено межзвездной пылью. Пылинки поглощают УФ и видимое излучение звезд, перерабатывая его в фотоны меньших энергий (далекая ИК-область спектра 10–1000 мкм). Характерной особенностью межзвездного поглощения в этой области является *селективность*, т.е. сильная зависимость от длины волны (см. рис.8.2). Эта зависимость немонотонна, имеет локальный максимум в области 2000 Å, но поглощение в синей части спектра сильнее, чем в красной, из-за чего межзвездное поглощение приводит к *покраснению* источников света. В видимом диапазоне ($\lambda = 4000 – 8000$ Å) коэффициент поглощения приблизительно следует закону $1/\lambda$. Величина межзвездного поглощения, рассчитанная на единицу пути, изменяется в широких пределах и зависит от направления на источник. Наибольшее поглощение – в галактической плоскости, где сосредоточена большая часть газопылевых комплексов. В окрестностях Солнца в плоскости Галактики оптическая толщина $\tau \simeq 1.5 – 2$ на 1 кпк расстояния, причем наибольший вклад в поглощение дают небольшие облака газа

(6–10 облаков на 1 кпк). В направлениях на более плотные молекулярные облака оптическая толщина может достигать нескольких десятков (т.н. “угольные мешки”). Поглощение уменьшается с удалением от плоскости Галактики по закону косеканса, выходя на примерно постоянный уровень (несколько десятых долей зв. величины в полосах В или V) для галактических широт $|b| > 50^\circ$. Установлена связь между оптической толщиной для поглощения в оптическом диапазоне (полоса V) и числом атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения в столбе сечением 1 см²:

$$\tau_V \approx 5.2 \cdot 10^{-22} N_H. \quad (8.1)$$

Эта связь отражает хорошую перемешанность пыли и газа в межзвездной среде. При средней концентрации атомов межзвездной среды $\sim 1 \text{ см}^{-3}$ поглощение в оптике становится заметным, когда на луче зрения набирается $\sim 2 \cdot 10^{21}$ атомов/см², т.е. при прохождении расстояния около 1 кпк. Из-за крайней неоднородности межзвездной среды, однако, имеются “окна прозрачности”, позволяющие “заглядывать” на гораздо большие расстояния.

В более коротковолновой далекой УФ и рентгеновской области спектра основное поглощение связано с нейтральным газом (водородом и другими химическими элементами). Основная причина поглощения жестких фотонов – фотоэффект (выбивание фотонами электронов, заполняющих различные оболочки в атомах). Если энергия упавшего фотона равна $h\nu$, он может выбить из атома электрон с энергией связи $E_I < h\nu$, а оставшаяся энергия переходит в кинетическую энергию выбитого электрона. Значения энергии, при которых $E_I = h\nu$, называются *пределами поглощения*, т.к. выброс электронов с этих уровней фотонами меньших энергий невозможен. При более высоких энергиях сечение фотопоглощения с данного уровня быстро уменьшается: $\sigma \propto 1/(h\nu)^3$. Например, порог ионизации водорода 13.6 эВ соответствует длине волны фотона 912 Å, поэтому излучение с длиной волны короче 912 Å очень сильно поглощается в межзвездной среде. Эффективное сечение поглощения атомами межзвездной среды из-за фотоиониза-

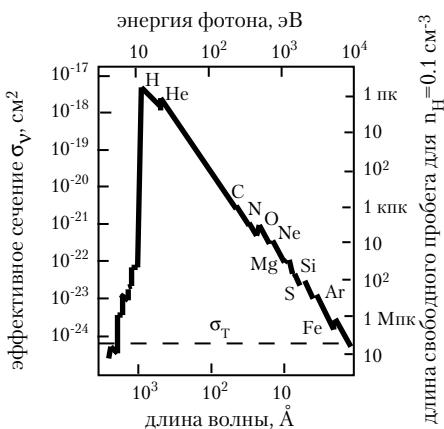


Рис. 8.3. Зависимость эффективного сечения поглощения атомов межзвездного газа со стандартным химическим составом от длины волны ионизующего излучения (левая шкала). Правая шкала – длина свободного пробега квантов с данной энергией в межзвездной среде для концентрации межзвездного газа $n_H = 0.1$ частиц в см^3 при нормальном обилии гелия и более тяжелых элементов. Пунктиром показано томсоновское сечение рассеяния на свободных электронах, которое для фотонов с $h\nu \ll m_e c^2 \approx 511 \text{ кэВ}$ не зависит от энергии.

ции показано на рис. 8.3. Для невозбужденных атомов (ионов) данного элемента сечение поглощения равно нулю для энергии фотона ниже порога ионизации электрона с самого внутреннего K -уровня. На графике видны скачки поглощения на K -уровнях различных элементов вплоть до железа. При наблюдениях в рентгеновском диапазоне (0.1 – 100 кэВ) с низким спектральным разрешением K -скакчи не поддаются разрешению, поэтому связь оптической толщины в этом диапазоне с числом атомов водорода на луче зрения может быть описана приближенным соотношением

$$\tau_X \approx 2 \times 10^{-22} \left(\frac{h\nu}{13.6 \text{ эВ}} \right)^{-8/3} \int n_H dl . \quad (8.2)$$

Из-за сильного уменьшения сечения фотопоглощения с увеличением энергии кванта при $h\nu \geq 1 \text{ МэВ}$ оно не играет заметной роли.

При наличии свободных электронов в среде для жестких рентгеновских фотонов с энергией выше 10 кэВ и гамма-лучей пре-

обладающим становится комптоновское рассеяние на свободных электронах (см. рис. 8.3). Сечение комптоновского рассеяния практически не зависит от энергии фотона вплоть до энергий $h\nu \sim m_e c^2 \sim 511$ кэВ, где m_e – масса покоя электрона, и равно томсоновскому сечению рассеяния на свободном электроне $\sigma_T = 6.64 \cdot 10^{-25}$ см². Для более энергичных фотонов сечение комптоновского рассеяния уменьшается $\sigma_{KN} \sim \sigma_T/(h\nu)$ (формула Кляйна–Нишины). Фотоны высоких энергий взаимодействуют с электронами в атомах или ионах так же, как со свободными электронами, поэтому если в ионе имеется Z электронов, то полное сечение рассеяния для него равно $Z\sigma_{KN}$. Рассеяние на ядрах всегда в $(m_e/m_N)^2$ меньше и не играет заметной роли в разреженной межзвездной среде.

Для гамма-квантов с энергией $h\nu > 2m_e c^2 \approx 1$ МэВ определяющим процессом может оказаться рождение электрон–позитронных пар. Однако рождение пары из-за сохранения импульса невозможно в вакууме, оно происходит или в поле ядра или в магнитном поле.

Прохождение жестких квантов и энергичных частиц через вещество часто характеризуют величиной проницаемости, обратной непрозрачности $1/\varkappa$ [г/см²] (фактически это длина свободного пробега фотона, умноженная на плотность среды). Для гамма-квантов высоких энергий (> 1 МэВ) проницаемость вещества примерно равна проницаемости для заряженных частиц с той же самой энергией и численно лежит в пределах $\sim 2 - 10$ г/см². Из рисунка видно, что вся Галактика прозрачна для фотонов, начиная с мягкого рентгеновского диапазона ($\lambda < 10\text{\AA}$, $h\nu < 1$ кэВ).

8.1.3. “Точечные” и “протяженные” источники

Один и тот же источник при одних условиях наблюдения может восприниматься как точечный, а при других – как протяженный (то есть на его изображении можно различить отдельные подробности). Существуют принципиальные физические ограничения

ния, которые не позволяют телескопам строить сколь угодно резкие “точечные” изображения.

Из-за дифракции света на краях объектива телескопа изображение любого точечного объекта в фокальной плоскости имеет конечный размер $\theta_d \sim \lambda/D$, где λ – длина волны излучения, D – диаметр объектива. *Разрешающей способностью* астрономического телескопа обычно называют угловой размер изображения точечного источника (звезды), который строит данный телескоп. Как будет показано ниже, для крупных наземных телескопов реальная разрешающая способность ограничена влиянием турбулентности в атмосфере, через которую проходит свет, и только у телескопов небольших размеров разрешающая способность определяется дифракцией.

Разделим источники на точечные и протяженные. У точечного (протяженного) источника угловые размеры меньше (больше) разрешающей способности телескопа. Ясно, что в пределе бесконечно высокого углового разрешения любой источник перестает быть точечным.

Как было показано в предыдущей главе, если источник для данного телескопа “точечный”, то регистрируется только *поток излучения*, а не интенсивность. Оценка интенсивности требует знания телесного угла, под которым виден источник, что для точечного источника нереализуемо. Однако если из других данных известен угловой диаметр звезды, наблюдаемой как “точечный” источник, то детектируемый поток $F_\nu^{(d)}$ можно пересчитать в поток, испускаемый вблизи поверхности звезды. Тогда, считая в первом приближении поле излучения вблизи поверхности звезды изотропным, находим $F_\nu^{(e)} = \pi I_\nu(r_*)$. Так из наблюдений можно оценить интенсивность выходящего излучения, которая несет максимальную информацию об излучающем веществе.

Для “протяженного” источника, напротив, можно непосредственно измерять интенсивность I_ν выходящего излучения (часто употребляют термин *поверхностная яркость*), усредненную в пределах разрешающей способности телескопа. Самое высокое угло-

вое разрешение достигается в радиодиапазоне методами интерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ), поэтому для радиоисточников с известными угловыми размерами для характеристики интенсивности излучения часто используют понятие *яркостной температуры* (см. конец предыдущей главы), т.к. в радиодиапазоне (рэлей-джинсовская область) она пропорциональна интенсивности выходящего излучения $T_b \propto I_\nu / \nu^2$.

8.2. Телескопы и приемники излучения

8.2.1. Оптические телескопы

Для получения более резких изображений источников и регистрации слабых объектов требуется повышение разрешающей способности принимающего устройства и увеличение принимаемой энергии излучения от источника. 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. Как известно, первый оптический прибор (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 (аберрациями), чем с помощью линзовых объективов.

Объектив изготавливается возможно большего диаметра, чтобы собирать максимальное количество энергии и иметь хорошую угловую разрешающую способность. *Разрешающая способность* телескопа определяется только диаметром объектива и состоянием атмосферы в месте наблюдения. Она ограничена дифракцией света на входном зрачке (оправе объектива) $\theta_d \sim \lambda/D$ или – для наземных оптических телескопов – влиянием атмосферной тур-

булентности (см. ниже), и обычно составляет порядка 1 секунды дуги.

Изображение строится в фокальной плоскости объектива. Размер изображения источника в фокальной плоскости

$$L \approx F \left(\frac{\beta''}{2 \cdot 10^5} \right) ,$$

где β'' – угловой размер изображения источника (для звезд – это угловое разрешение телескопа), выраженный в секундах дуги, F – фокусное расстояние телескопа. При характерных значениях $F = 10$ м, $\beta = 1''$ имеем $L = 5 \cdot 10^{-2}$ мм.

Если ставится задача изучения изображения всех объектов, попадающих в поле зрения объектива, в фокальной плоскости устанавливается панорамный приемник (фотопластинка, ПЗС-матрица). Чтобы не ухудшать разрешающую способность, размер отдельных светочувствительных элементов (пикселей) приемника излучения, на плоскость которого проектируется изображение, должен быть не больше L для точечного источника. Типичный размер ПЗС-матрицы – 1000x1000 пикселей (есть и больше, но они очень дороги). Поэтому поле зрения оказывается всего 1000x1000 угловых секунд (чуть больше четверти градуса). Небольшое поле зрения является одним из недостатков ПЗС-приемников.

Если ставится задача измерения потока излучения от отдельного источника, то приемник ставится в *выходном зрачке* телескопа. Выходным зрачком называется изображение объектива телескопа, которое строится одной линзой (или оптической системой), установленной после главного фокуса объектива (в случае наблюдений глазом роль такой линзы выполняет окуляр, см. рис. 8.4). Так как в выходной зрачок приходит свет от всех звезд, попадающих в поле зрения объектива, для выделения потока от конкретного источника в фокальной плоскости устанавливается диафрагма, выделяющая свет только от этого источника.

Крупные современные оптические телескопы имеют диаметр главного зеркала до 10 м. Список крупнейших телескопов возглав-

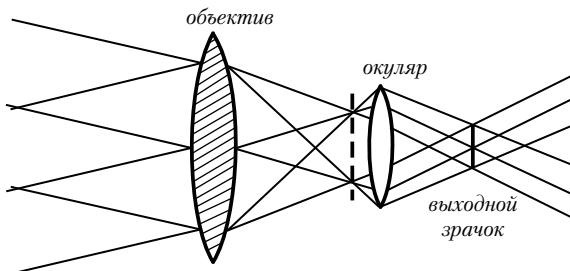


Рис. 8.4. К понятию выходного зрачка оптической системы.

ляют два 10-м составных зеркала им. У.Кека на обсерватории Mauna Kea (Гавайские острова), там же расположен японский телескоп Субару с диаметром цельного зеркала 8.3 м, следом идут четыре 8.2-м зеркала телескопа VLT (Very Large Telescope) Европейской Южной Обсерватории (Серро Паранал, Чили). Класс 8-м зеркал замыкают 2 идентичных телескопа Джемини (т.е. “близнецы”) – один установлен на Гавайских островах (обсерватория Мауна Кеа), другой – в Чилийских Андах (обсерватория Серро Пахон). По состоянию на 2005 год, российский 6-м телескоп БТА Специальной Астрофизической Обсерватории РАН является одним из 5 телескопов 6-м класса. Более подробная информация о больших телескопах приведена на сайте:

<http://astro.nineplanets.org/bigeyes.html>.

В телескопе VLT (см. рис. 8.5) каждое зеркало может механически изменять свою форму для коррекции атмосферных дрожаний изображения (активная оптика). Каждый из четырех инструментов предназначается для использования как независимый телескоп и как часть оптического интерферометра с эффективным диаметром 16 м. Диапазон наблюдений – от 25 микрон до 3000 Å . Существуют проекты строительства наземных 30-м и даже 100-м телескопов (составные зеркала, активная оптика).

8.2.2. Приемники

Основная задача приемника излучения состоит в преобразовании электромагнитной энергии света в иные формы (обычно в

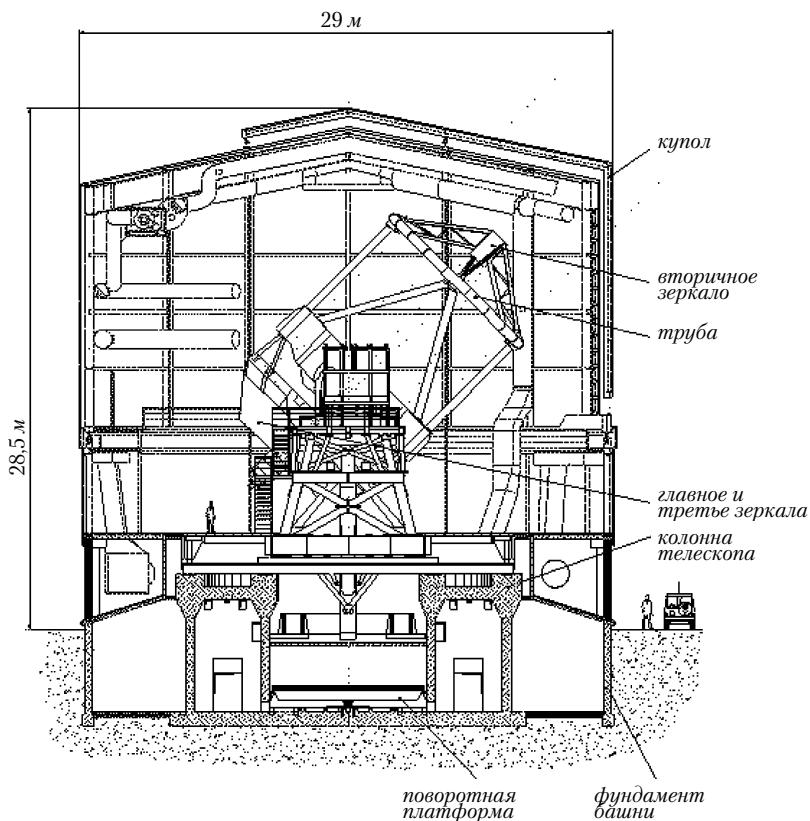


Рис. 8.5. Схематическое изображение одного из 4-х 8.2-м телескопов проекта VLT Южной Европейской Обсерватории на плато Паранал в чилийских Андах.

электрическую, для некоторых ИК-наблюдений в тепловую), измеряя которые лабораторными физическими методами можно делать выводы о характеристиках принимаемого светового сигнала. На микроскопическом уровне светочувствительный элемент любого приемника состоит из вещества, при взаимодействии с которым энергия фотонов переходит в кинетическую энергию свободных электронов (внутренний или внешний фотоэффект) или в колебания ионов в узлах кристаллической решетки, которые впоследствии регистрируются различными способами. Простейшие при-

меры – кремниевый фотодиод или фотокатод ФЭУ. Длинноволновая граница фотоэффекта в том или ином веществе определяет *область чувствительности* детектора. Непосредственно чувствительность детектора для разных приемников измеряется по-разному, но по сути дела чувствительность характеризует минимальное количество электромагнитной энергии в диапазоне чувствительности детектора, при взаимодействии которой с веществом детектора появляется физический эффект (сигнал), сравнимый с внутренними шумами детектора (тепловым и т.д.).

Часто для характеристики чувствительности детекторов света используют понятие *квантового выхода* η . Квантовый выход детектора можно определить как долю регистрируемых квантов падающего потока. Например, для человеческого глаза $\eta \approx 10\%$, для фотоэмulsionии $\sim 1\%$, квантовый выход ФЭУ может достигать 30–50%, а прибора с зарядовой связью (ПЗС) – свыше 50–70%. Эту же характеристику применяют для количественного описания эффективности прибора в целом, т.е. всего тракта телескоп–детектор–усилитель или отдельных звеньев этого тракта, т.к. в каждом элементе приемного канала могут возникать (и возникают) дополнительные помехи, ухудшающие эффективность приема в целом (например, поглощение и рассеяние света в оптике и на конструкциях телескопа, собственные шумы или паразитные наводки в усилителе сигнала); в этом случае используется понятие обобщенного квантового выхода.

В каждом диапазоне электромагнитного спектра есть свои особенности в принципах детектирования излучения и построения изображений источников. Рассмотрим важнейшие из них.

8.2.3. Радиотелескопы

Радиотелескопы используются для приема космического излучения в пределах окна прозрачности земной атмосферы для радиоволн в диапазоне от мм до декаметров. Две основные части радиотелескопа – антенна и радиометр (приемное устройство). Наиболее распространены *параболические антенны*, собирающие па-

раллельный радиопоток в фокусе. Полноповоротные антенны достигают диаметра 100 м (Бонн, ФРГ). Крупнейшая неподвижная антenna – 300-м радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико, США). Крупнейший радиотелескоп из составных подвижных зеркал, призывающих друг к другу – РАТАН-600 (Россия). Также используются *синфазные антенны*, отдельными элементами которых могут быть элементарные облучатели (полуволновые диполи, спиральные антенны) или параболические рефлекторы малого диаметра. Сигнал от каждого элементарного облучателя подается по волноводам к приемнику, причем задержка в волноводах рассчитана таким образом, чтобы сигналы попадали на приемник в одной фазе.

Разрешающая способность радиотелескопа определяется шириной диаграммы направленности главного лепестка антенны и определяется также, как и в случае оптического телескопа $\Delta\theta \approx \lambda/D$, где λ – длина волны принимаемого излучения, а D – диаметр антенны (или области, содержащей совокупность антенн) радиотелескопа. Чувствительность радиотелескопа определяется эффективной площадью антенны A_{eff} , которая связана с формой диаграммы направленности $g(\theta, \varphi)$ (безразмерной функцией, показывающей, во сколько раз мощность излучения, принимаемая реальной антенной в направлении θ, φ больше (или меньше) мощности излучения, принимаемой идеализированной антенной с изотропной диаграммой направленности; в главном лепестке $g(0, 0)$ достигает максимального значения): $g(\theta, \varphi) = 4\pi A_{eff}/\lambda^2$. Из-за наличия боковых лепестков диаграммы направленности, эффективная площадь всегда меньше геометрической площади антенны.

Шумовая и антенная температура

Для характеристики чувствительности антенн к принимаемым потокам электромагнитного излучения в радиоастрономии используется понятие *шумовой температуры* $T_{n,a}$. Шумовая температура антены характеризует суммарную мощность излучения $W_{n,a}$, собираемую антенной через все лепестки диаграммы направленно-

сти от земной поверхности, атмосферы, ионосферы и посторонних космических источников в полосе частот $\Delta\nu$:

$$W_{n,a} = kT_{n,a}\Delta\nu.$$

Шумовые антенные температуры в области длинных радиоволн достигают нескольких тысяч К и связаны с космическим фоном, а в области дециметровых и сантиметровых волн – порядка сотен К, обусловленных тепловым излучением Земли, самой антенны и окружающих предметов. Введение понятия шумовой температуры как характеристики чувствительности радиотелескопа связано с тем, что в радиодиапазоне интенсивность излучения от источников часто описывается яркостной температурой излучения (см. предыдущую главу). Прохождение слабых космических источников через главный лепесток диаграммы направленности антенны вызывает малые изменения антенной температуры $\delta T_{n,a} \ll T_{n,a}$, и задача сводится к выделению слабого сигнала на фоне шума. При полосе приемника $\Delta\nu$ (она определяется полосой усилителя радиометра) и времени интегрирования сигнала τ минимально обнаружимый сигнал имеет амплитуду

$$\Delta T_{n,a} \sim \frac{T_n}{\sqrt{\Delta\nu\tau}}. \quad (8.3)$$

Здесь T_n – эквивалентная шумовая температура на входе приемного устройства. Она определяется как температура черного тела, при которой мощность его излучения в рабочем интервале частот равна мощности собственных шумов приемного устройства. Подкоренное выражение пропорционально энергии излучения, принятого за время интегрирования. У малошумящих приемников в см диапазоне шумовая температура $T_n < 20\text{ K}$ и может быть уменьшена дополнительным охлаждением жидким гелием¹.

¹Поясним смысл этой формулы. Пусть источник излучения представляет собой непрерывный широкополосный сигнал, измеряемый в течение времени τ . Фоновый сигнал будем характеризовать среднеквадратичным отклонением σ . За критерий обнаружимости сигнала на фоне шума возьмем заданное от-

Как видно из формулы (8.3), для улучшения чувствительности радиотелескопа к широкополосным сигналам требуется расширение полосы приемника и увеличение времени наблюдения. Для узкополосных (например, квази-монохроматических) или импульсных сигналов формула для чувствительности изменится. Так, для оптимального приема импульсных сигналов с характерным временем $\hat{\tau}$ полоса приемника должна быть $\Delta\nu \sim 1/\hat{\tau}$.

Радиоинтерферометры. Метод апертурного синтеза

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 . В интерферометрии со сверхдлинной базой используются телескопы, расположенные в разных концах Земли (например, в Европе и в Австралии), при этом достигается разрешающая способность лучше 100 мкс дуги.

В отличие от одиночного радиотелескопа, радиоинтерферометр регистрирует не все изображение, а только одну из про-

ношения сигнала к шуму B . Из-за конечности (узости) полосы детектора шум можно считать постоянным, так что за время когерентности $\tau_{coh} = 1/\Delta\nu$ различные реализации шума становятся нескоррелированными, иными словами, участки записи длиной τ_{coh} независимы. Тогда за время накопления сигнала τ имеем $n = \tau/\tau_{coh}$ независимых реализаций фона, каждая из которых характеризуется разбросом значений σ . Значит, за время наблюдения среднеквадратичная ошибка изменения суммы случайных независимых величин (фоновых отсчетов) уменьшается в \sqrt{n} раз: $\sigma_n^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2/n(n-1) \sim \sigma^2/n$. Минимально обнаружимый сигнал есть $S_{min} = B\sigma_n = B\sigma/\sqrt{n}$, откуда и следует формула (8.3).

странных Фурье-гармоник распределения яркости источника по небу. Для построения изображения нужно иметь как можно больше гармоник с разными фазами (метод апертурного синтеза). Это достигается при одновременном наблюдении источника большим числом антенн с разными базами и ориентациями. Например, большая антенная решетка VLA (Very Large Array) в Нью-Мексико (США) состоит из 27 антенн диаметром 25 м каждая, расположенных вдоль образующих в виде буквы Y. Разрешение VLA до 1 угловой секунды на длине волны 10 см.

Еще большего разрешения можно добиться, выведя один из радиотелескопов в космос (космический радиоинтерферометр). В настоящее время рассматривается ряд таких проектов, в т.ч. и в России (проект “Радиоастрон”).

8.2.4. Рентгеновские телескопы и детекторы

Для регистрации жестких квантов используют их особенности взаимодействия с веществом. Для регистрации фотонов с энергией менее 20–30 кэВ применяются детекторы, использующие фотоэффект в газе или на поверхности твердого тела. К ним относятся *пропорциональные газонаполненные счетчики*, амплитуда электрического импульса на выходе которых пропорциональна (в некотором спектральном диапазоне) энергии падающего фотона E . Эффективность таких детекторов определяется сечением фотоионизации газа-наполнителя (обычно инертный газ Ar, Xe) и коэффициентом пропускания окна счетчика (обычно используют тонкие фольги легких металлов Be, Al толщиной 10–100 мкм, или органические пленки толщиной 1–10 мкм и меньше). Для быстрого прекращения электрического разряда в инертном газе, вызванного попаданием жесткого кванта, добавляют электроотрицательный газ (метан или CO₂). Спектральное разрешение таких счетчиков невелико ($E/\Delta E \sim 5$) и обратно пропорционально квадратному корню из энергии падающего фотона. Площадь отдельных газонаполненных пропорциональных счетчиков может быть порядка 300 см².

Для регистрации фотонов с энергией $h\nu$ от 30 кэВ до 10 МэВ применяют *сцинтиляционные детекторы*, в качестве которых используют кристаллы NaI или CsI с добавками Tl или сцинтилирующие органические пластмассы. Падающий фотон вызывает в сцинтилирующем веществе вспышку УФ- или видимого излучения, амплитуда которой в определенном спектральном диапазоне пропорциональна энергии поглощенного кванта. Импульсы видимого излучения регистрируются фотоумножителями. Площадь сцинтиляционных детекторов ограничена технологией выращивания монокристаллов CsI или NaI и, как правило, не превышает 100–300 см². Для регистрации рентгеновских фотонов их иногда предварительно преобразуют в пучок электронов, и лишь потом в видимый свет. Для этих целей используются многонитяные двухкоординатные пропорциональные газонаполненные счетчики, диодные матрицы или матрицы ПЗС.

В мягком рентгеновском диапазоне применяют отражательные фокусирующие телескопы (телескопы с зеркалами косого падения), строящие рентгеновское изображение. Работа таких телескопов основана на росте коэффициента отражения металлов с приближением угла падения к 90 градусам. Высокий коэффициент отражения (свыше 50%) для Au и Pt достигается при углах падения свыше 87°. Хорошее качество рентгеновского изображения дает двухзеркальная система, состоящая из параболоида и гиперболоида вращения (рентгеновский телескоп косого падения типа Уолтера, см. рис. 8.6). Угловое разрешение современных телескопов косого падения достигает 1''. Эффективная площадь таких телескопов зависит от энергии фотонов и достигает 20 см² на энергиях 0.5–1 кэВ. Максимальная эффективная площадь телескопов косого падения (около 1000 см²) реализована на спутниках XMM-Newton (ESA) и Chandra (NASA). Угловое разрешение на телескопе Chandra составляет около 1''.

Для построения изображений в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне ($h\nu \sim 30$ кэВ–10 МэВ) используют специфический метод *кодированной апертуры*. Суть его состоит в том, что перед

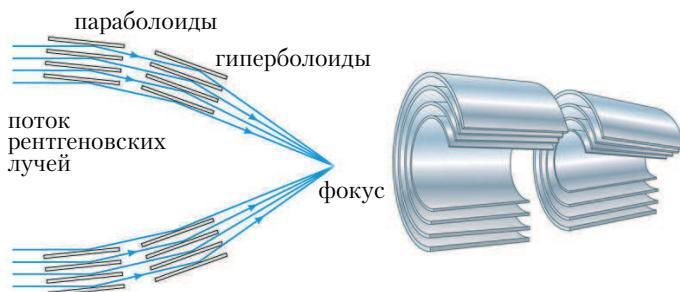


Рис. 8.6. Схема рентгеновского телескопа типа Уолтера с зеркалами косого падения.

приемником (обычно это кристаллы CdTe, CsI или Ge) устанавливают мозаику из чередующихся окошек и непрозрачных элементов (обычно из вольфрама или свинца). Мaska формирует на элементах детектора “тень” от каждого источника, попадающего в поле зрения, и после специальной математической обработки сигнала можно восстановить направление прихода фотонов относительно маски и их энергию. В настоящее время на космической гамма-обсерватории ИНТЕГРАЛ (телескоп IBIS) этим методом строятся изображения гамма-источников с угловым разрешением порядка 10 угловых минут. Спектральное разрешение для линий в гамма-диапазоне (спектрометр SPI обсерватории ИНТЕГРАЛ) достигает ~ 2.2 кэВ на энергиях 1.33 МэВ.

Еще более жесткое гамма-излучение можно регистрировать и наземными приемниками света. Оптическое излучение, детектируемое приемниками, рождается при прохождении атмосферы быстрыми частицами, образованными при взаимодействии жесткого гамма-кванта с атомами атмосферы (черенковское излучение). Крупнейшая действующая установка для регистрации сверхжесткого гамма-излучения с энергией свыше 100 ГэВ – H.E.S.S.² – состоит из 4 телескопов для регистрации черенковского излучения от космических ливней, порождаемых такими фотонами. Полная

² От англ. High Energy Stereoscopic System, а также в честь физика Виктора Гесса, открывшего космические лучи в 1912 году

площадь каждого зеркала, состоящего из 382 60-см круглых сегментов, порядка 100 кв. м. Установка находится в Намибии в 100 км от столицы – г. Виндхука.

8.3. Физические ограничения на точность астрономических измерений

8.3.1. Когерентность света

Звезды – не точки, они имеют конечный (хотя и очень малый) угловой размер, но воспринимаются телескопами практически всегда как точечные источники. Например, диск Солнца с радиусом видимой фотосферы $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см с расстояния 10 пк будет виден под углом $\theta = R_{\odot}/d \approx 0.0006''$. Поскольку наблюдения проводятся телескопами (приемниками) с конечной апертурой (диаметром) D , нужно учитывать дифракцию света: для монохроматического источника с длиной волны λ размер дифракционного кружка изображения точечного источника $\beta_d \simeq 1.22\lambda/D$.³

Если источник не точечный и имеет конечный угловой размер θ , то при $\theta < \beta_d$ источник должен рассматриваться как когерентный, т.к. разница в длине пути лучей с разных “краев” источника меньше половины длины волны (пример – звезда Вега: $\theta = 0.003''$, при $D = 1$ м, $\lambda = 5500 \text{ \AA}$, будем иметь $\beta_{atm} > \beta_d \approx 0.12'' \gg \theta$, т.е. любое отклонение волнового фронта в пределах угла β_d оставляет изображение когерентным – разность фаз не превышает π). Если же $\theta > \beta_d$, то разность фаз лучей с “краев” источника больше π , источник некогерентный, поэтому интерференционная картина при

³Атмосферная турбулентность искажает фронт световой волны, размывая точечное изображение до размеров порядка $1''$, что намного больше диаметра дифракционного кружка. Довольно редко на высокогорных обсерваториях достигается “качество изображения” $\sim 0.1''$ (например, в обсерватории Мауна Кеа (4000 м над уровнем моря) на Гавайских островах, в Европейской Южной Обсерватории в Чили, на горной обсерватории Майданак в Узбекистане). Космические телескопы, разумеется, свободны от влияния атмосферы, и там достигается дифракционный предел углового разрешения. Места установки крупных телескопов тщательно выбираются исходя из того, насколько часто атмосфера позволяет реализовать хорошее качество изображений.

сложении различных частей источника размается. Таким образом, из-за случайных искажений волнового фронта от источника с угловым размером θ интерференционная картина будет наблюдаться до тех пор, пока $D \leq 1.22\lambda/\theta$. На этом принципе основано определение звездных размеров с помощью интерферометров Майкельсона, благодаря которым удалось измерить диаметры некоторых близких звезд-гигантов еще в 1920-х гг. Основная ограничение при использовании этого метода связано с размытием интерференционной картины атмосферной турбулентностью.

Реальные астрономические источники, как правило, не монохроматические. Для них важно понятие *длины (области) когерентности*. Из оптики известно, что по мере увеличения разности хода двух интерферирующих лучей контраст интерференционных полос уменьшается. Разность хода записывается в виде $\Delta l = c\Delta t$, где Δt – время когерентности. Для источника с полосой частот $\Delta\nu$, время когерентности есть просто $\Delta t = 1/\Delta\nu = (1/c\lambda^2)/\Delta\lambda$, где c – скорость света. Физический смысл длины когерентности прост. Это предельно допустимая разность хода интерферирующих лучей для видности интерференционных полос. В зависимости от соотношения апертура – длина когерентности в различных диапазонах различают *когерентный и некогерентный прием сигнала*.

Рассмотрим, к примеру, оптический диапазон, $\lambda = 5000 \text{ \AA}^\circ$, $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}^\circ$. Для него $l_{coh} \simeq 2.5 \cdot 10^{-3}$ см и составляет \sim несколько длин волн. Наоборот, в радиодиапазоне, где используются узкополосные детекторы ($\lambda = 1\text{cm}$, $\Delta\nu = 100 \text{ МГц}$), длина когерентности $l_{coh} = c/\delta\nu \simeq 300$ см и составляет \sim несколько сотен длин волн. Поэтому в длинноволновом (радио, субмиллиметровый ИК) диапазоне может осуществляться когерентный прием сигнала и достигаться очень высокое угловое разрешение (радиоинтерферометрия). В оптике и более жестком диапазоне энергий прием практически всегда некогерентный. Несмотря на это, можно осуществить оптическую интерферометрию, используя идею метода апертурного синтеза (см. выше). Для этого требуется по крайней мере два

телескопа на расстоянии S друг от друга. Источник наблюдается с короткими экспозициями (чтобы турбулентность атмосферы не размыла интерференционную картину) при различных ориентациях оси телескоп-телескоп относительно источника (этому помогает суточное вращение Земли). Полученная интерференционная картина в принципе позволяет достигать углового разрешения λ/S . Для этого требуется, чтобы лучи от обоих телескопов были сведены в едином фокусе с разностью хода, не превышающей длину когерентности. Эта технически сложная задача реализуется на 4-х телескопах VLT Европейской Южной Обсерватории, где эквивалентный диаметр объектива интерферометра VLT равен 16 м. Этому диаметру соответствует угловое разрешение 0.006" на длине волны 5000 Å.

К концу 2001 года были получены первые интерферометрические наблюдения на двух телескопах VLT, работающих в режиме интерферометра с базой 102 м. Измерены угловые размеры нескольких звезд на уровне десятка микросекунд дуги (рекорд наземных наблюдений). В 2002 г. у быстровращающейся звезды Ахернар, α Eri, 20-часовая экспозиция на длине волны 2.2 микрона позволила измерить отношение полярного к экваториальному радиусу с беспрецедентно высокой 5% точностью. К 2010 г. планируется запуск космического интерферометра TPF (Terrestrial Planet Finder), состоящего из четырех 3.5-м телескопов с максимальной базой 1 км. Угловое разрешение этого интерферометра достигнет 0.001" на длине волны 3 мкм и главной научной задачей будет поиск планет земного типа вокруг ближайших звезд.

8.3.2. Спектр-интерферометрия

Как сказано выше, атмосферная турбулентность искажает волновой фронт и "размывает" изображение звезды. На рис. 8.7 схематически показано прохождение волнового фронта через турбулентную атмосферу. Для количественной характеристики масштаба турбулентности в атмосфере вводится параметр r_0 (так называемый параметр Фрида). По физическому смыслу он эквивален-

тен диаметру телескопа, дифракционный предел которого λ/r_0 равнялся бы угловому размеру изображения точечного источника, обусловленному турбулентной атмосферой в данном месте и в данное время. Параметр Фрида зависит от длины волны источника ($r_0 \propto \lambda^{6/5}$) и в оптическом диапазоне варьируется в пределах 5–20 см. Чем больше средний параметр Фрида, тем более пригодно место для астрономических наблюдений. Если диаметр объектива телескопа меньше r_0 , то турбулентные движения воздуха не размывают дифракционного изображения, создаваемого объективом, хотя вызывают его быстрые хаотические перемещения в пределах турбулентного диска.

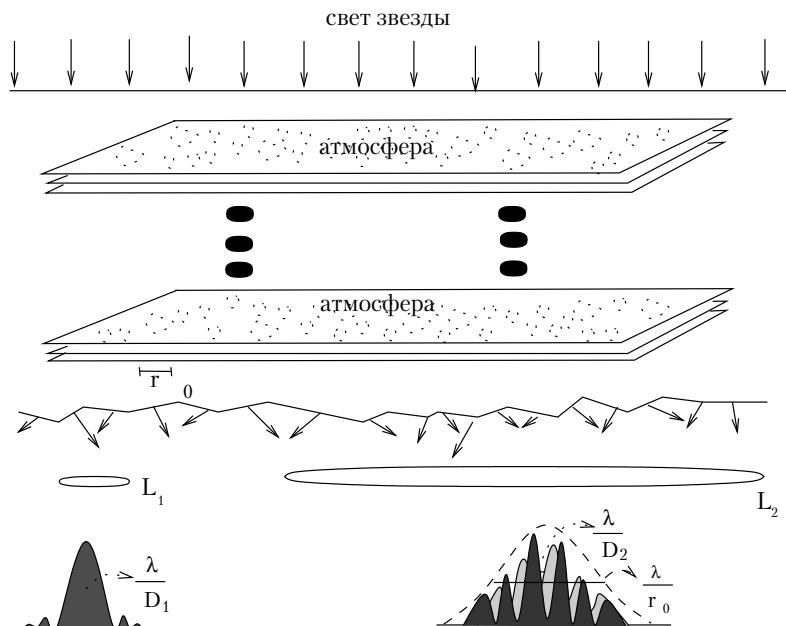


Рис. 8.7. Прохождение света через турбулентную атмосферу. Слева – регистрация телескопом малой апертуры D_1 , справа – телескопом большой апертуры $D_2 \gg r_0$. r_0 – параметр Фрида, характеризующий масштаб турбулентности.

Таким образом, телескоп малых размеров D_1 строит дифрак-

ционное изображение размером λ/D_1 и практически не чувствует атмосферного размытия (левая часть рис. 8.7). Телескоп большого диаметра $D_2 \gg r_0$ (правая часть рис. 8.7) одновременно строит большое число отдельных дифракционных изображений источника, которые размываются турбулентностью в области с угловыми размерами $\beta \approx \lambda/r_0 \gg \lambda/D_2$. Это объясняет, почему при достаточно длинных экспозициях угловое разрешение большого телескопа *полностью* определяется размером создаваемого атмосферой изображения.

Разумеется, вынос телескопа за атмосферу (например, космический телескоп им. Хаббла) снимает проблему влияния атмосферы, но это весьма дорогостоящий способ улучшения качества изображения. В 1970-х гг. французский астроном Лабейри (A. Labeyrie) для увеличения углового разрешения больших наземных телескопов предложил метод спекл-интерферометрии⁴, получивший широкое распространение. Метод состоит в статистической обработке изображения, зафиксированного при очень коротких экспозициях ($\tau < \tau_0 \simeq r_0/\Delta v \sim 0.01$ с, Δv – дисперсия турбулентных скоростей в атмосфере), за время которых дифракционное изображение не “размазывается” атмосферой (ср. мерцание звезд!) (рис. 8.8). На одной спеклограмме (сверху слева) отчетливо видны отдельные изображения двойной звезды (“спеклы”). Каждый “спекл” представляет собой дифракционное изображение источника, построенное объективом телескопа D . Их число в пределах турбулентного диска звезды $\sim (D/r_0)^2$. Если сложить последовательные спеклограммы (в правой верхней части рисунка сложены 128 спеклограмм), увеличивая тем самым время экспозиции, то из-за случайности фаз отдельных дифракционных изображений деструктивная интерференция замоет картину (вверху справа). Однако простая математическая обработка одной спеклограммы позволяет восстановить исходную картину (нижняя часть рисунка). Например, в нижней части рисунка приведена автокорреляционная функция верхней спеклограммы. Отчетливо видна глав-

⁴От англ. *speckle* – зернышко

ная звезда (большой пик) с дифракционным разрешением λ/D и звезда-спутник меньшей интенсивности (маленький пик справа и слева от большого; пики по краям картинки являются артефактами процедуры обработки).

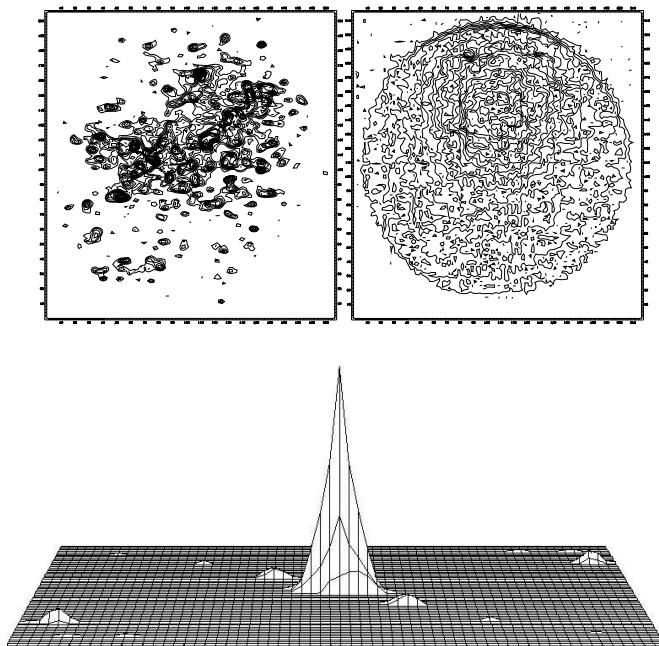


Рис. 8.8. Спеклограмма двойной звезды HR 4689 (вверху слева), сумма 128 спеклограмм (вверху справа) и автокорреляционная функция одной спеклограммы (внизу), на которой отчетливо видна двойственность источника.

Для успешной спекл-интерферометрии существенны два условия: 1) короткие экспозиции (\ll характерного времени турбулентных дрожаний) и 2) достаточно узкая полоса приемника, чтобы за время экспозиции оставаться в зоне когерентности. Интерференционная картина (спеклы) от источника конечных угловых размеров будет видна, если угловой размер его изображения меньше отношения длины когерентности к диаметру телескопа; в этом случае лучи от разных точек объекта останутся когерентными.

Пример: звезда с угловым диаметром $\theta = 0.001''$, длина волны $\lambda = 5000\text{\AA}$, телескоп $D = 1$ м. При этом можно делать спектр-интерферометрию (и, например, измерить угловой диаметр этой звезды или угловое расстояние между двумя тесными звездами) уже при полосе приемника $\Delta\lambda < \lambda^2/(D\theta) \simeq 6000\text{\AA}$.

8.3.3. Активная и адаптивная оптика

Другой способ борьбы с атмосферной турбулентностью состоит в использовании *активной* и *адаптивной оптики*. Под активной оптикой понимают способность главного зеркала изменять свою форму для корректировки низкочастотных (1 Гц и ниже) дрожаний изображения. Под адаптивной оптикой понимают оптические устройства, которые механически изменяют свои параметры таким образом, чтобы скомпенсировать высокочастотные (десятки–сотни Гц) искажения волнового фронта, вызванные атмосферной турбулентностью и иными причинами. В астрономических приборах в качестве адаптивной оптики используют специальные деформируемые зеркала диаметром порядка 20 см, форма поверхности которых изменяется в процессе экспозиции. Число сенсоров обратной связи, деформирующих зеркало (т.н. активаторов), грубо определяется из требования

$$N_a \sim (D/r_0)^2 \propto \lambda^{-12/5}$$

(D – диаметр главного зеркала телескопа; зависимость от длины волны получена теоретически). Обратная зависимость от длины волны показывает, что активная оптика должна лучше работать в красной области спектра. В реальных устройствах число активаторов не превышает 100.

Свет от главного (активного) зеркала направляется на деформируемое зеркало (адаптивная оптика), которое “корректирует” волновой фронт и направляет исправленный пучок в основной фокус. Корректировка осуществляется в реальном времени путем подачи специального корректирующего сигнала на активаторы деформируемого зеркала. Сигнал вырабатывается устройством, из-

меряющим наклон и кривизну волнового фронта света, отраженно-го от главного зеркала. Все крупные современные телескопы снаб-жены адаптивной оптикой для увеличения углового разрешения.

Для контроля за формой волнового фронта используют либо яркую реперную звезду, либо (если рядом с наблюдаемым объек-том ярких звезд нет) “искусственную звезду”, т.е. кратковремен-ную подсветку участка неба мощным лазерным импульсом. Лазер обыч но настраивается на частоту резонансного перехода D_2 ато-ма натрия. Свечение образуется в атмосфере на высотах порядка 90 км.

8.3.4. Статистика фотонов. Дробовой и волновой шум.

Рассмотрим стационарный источник света, принимаемый де-тектором интегральный поток от которого в среднем составляет n_* квантов/с. В оптическом и более коротковолновом диапазонах вероятность регистрации n квантов за время t подчиняется с боль-шой точностью статистике Пуассона (исключения см. ниже)

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}, \quad (8.4)$$

где $p(n)$ – вероятность того, что будет зафиксировано n кван-тов, $\langle n \rangle = n_* t$ – математическое ожидание числа принятых кван-тов. Важное свойство статистики Пуассона: среднеквадратичные флюктуации числа n определяются величиной $\langle n \rangle$

$$\sigma_n^2 = (n - \langle n \rangle)^2 = \langle n \rangle. \quad (8.5)$$

Следует заметить, что на самом деле статистика Пуассона хоро-шо соблюдается только для высокочастотных диапазонов спектра (оптика и более коротковолновая область), в которых отчетливо выражены квантовые свойства света. В низкочастотных диапазо-нах (ИК, радио) более важны волновые свойства света⁵.

⁵В более общем случае приход фотонов описывается *статистикой Пойа*, для которой $\sigma_n^2 = \langle n \rangle + \alpha(\langle n \rangle)^2$, где коэффициент α изменяется от $\alpha \ll 1$ для ИК и более коротковолновых фотонов и близок к 1 в радиодиапазоне.

8.4. О точности измерений световых потоков

Реально регистрируемое число фотонов можно представить себе как математическое ожидание числа фотонов от источника (*сигнал*), попавших на детектор за время экспозиции t (т.е. среднее число $\langle n \rangle$, которое регистрируется приемником), плюс случайная величина с дисперсией σ_n^2 , связанная со случайными (статистическими) флюктуациями потока квантов самого источника, плюс случайная величина с дисперсией σ_ϕ^2 , связанная с фоном неба. Назовем сумму двух последних величин *шумом*.

Основная задача любого астрономического наблюдения – не только *зарегистрировать* источник, но и по возможности точнее *измерить* поток излучения. Для регистрации источника достаточно различить его сигнал на фоне шума, приняв за количественный критерий заданный уровень отношения сигнал/шум. Измерение какой-либо физической величины (потока, интенсивности) характеризуется точностью, с которой мы эту величину определяем. Для увереной регистрации источника, не говоря уже об измерении приходящего от него потока излучения, отношение сигнала к шуму должно быть существенно больше 1 (в противном случае велика вероятность обнаружить много “ложных” источников). Обычно в качестве минимального порога регистрации выбирают С/Ш = 3 – 5, что соответствует ошибке измерения \sim в 30 и 20%, соответственно. При астрономических наблюдениях энергия фотонов, собранных телескопом за время экспозиции, преобразу-

Первое слагаемое соответствует дробовому шуму $\sigma_n \propto \sqrt{\langle n \rangle}$. Второе слагаемое описывает т.н. *волновой шум* $\sigma_n \propto \langle n \rangle$, который становится важен, когда полоса частот приемника ограничена, а излучение частично когерентно (например, при наблюдениях в радиодиапазоне). Физическая природа волнового шума связана с тем, что фотоны – бозе-частицы с целым спином 1, и одинаковые фотоны (с той же энергией и поляризацией) стремятся “группироваться” друг с другом. Классическое рассмотрение связывает появление волнового шума с биениями между колебаниями близких частот из полосы $\Delta\nu$. Как следствие, вероятность обнаружить последовательно два кванта одной и той же поляризации как функция времени оказывается почти в 2 раза выше, чем по статистике Пуассона уже при $t < 0.2\Delta\nu^{-1}$.

ется детектором в иные формы энергии и в конечном счете выводится в цифровом виде (например, как число фотоэлектронов, выбитых из катода). Затем отсчеты калибруются и таким образом устанавливается однозначное соответствие между скоростью счета детектора и падающим потоком фотонов в данном диапазоне энергий.

За время экспозиции телескоп собирает кванты, идущие как от источника, так и фоновые кванты (рассеяние постороннего света в атмосфере, собственное свечение атмосферы и т.д.). Фон неба будем характеризовать его яркостью S [квант/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стэр}$)]. Типичное значение яркости фона в сине-зеленой (В) области составляет 21.5 звездная величина с кв. секунды дуги, что соответствует интенсивности $\sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ квантов/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кв. сек. дуги}$). Фон неба увеличивается в красной области из-за свечения атмосферных молекул OH.

Пусть t – время экспозиции, β – угловой размер изображения (обычно лимитируемый атмосферой), D – размер объектива телескопа, S – яркость фона неба [квант/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стэр}$)], f_* – поток от источника [квант/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)], η – квантовый выход приемника.

Считая площадь объектива $\approx D^2$ и площадь, занимаемую источником на небе β^2 стерadian, получаем, что среднее число квантов, зарегистрированных за время экспозиции от источника, равно $n_* = \eta D^2 t f_*$, от фона $n_\Phi \approx \eta D^2 t \beta^2 S$, а от источника и фона вместе:

$$n_{*+\Phi} = \eta D^2 t (f_* + \beta^2 S).$$

Будем считать, что за время экспозиции фон не меняется и флюктуации числа квантов носят пуассоновский характер. Тогда разброс отсчетов относительно среднего значения будет $\sqrt{n_{*+\Phi}}$, а разброс измеряемого сигнала $n = n_{*+\Phi} - n_\Phi$ характеризуется среднеквадратичной ошибкой $\sigma = \sqrt{n_{*+\Phi} + n_\Phi}$ (по закону сложения дисперсий случайных независимых величин).

Относительная ошибка измерения сигнала от звезды характе-

ризуется относительной флюктуацией отсчетов всего измеряемого сигнала, т.е. величиной

$$\epsilon = \frac{\sqrt{n_* + n_\Phi} + n_\Phi}{n_*} = \frac{\sqrt{\eta D^2 t (f_* + 2\beta^2 S)}}{\eta D^2 t f_*}.$$

Рассмотрим два предельных случая:

А) Случай яркой звезды, $n_* \gg n_\Phi$. Тогда фоном неба можно пренебречь и

$$\epsilon_b \simeq \sqrt{n_*}/n_* = 1/\sqrt{n_*} = \frac{1}{D\sqrt{\eta t f_*}}.$$

Отсюда видно, что минимально обнаружимый поток при заданной точности регистрации $f_{min} \sim 1/(D^2 t)$. Чем больше диаметр телескопа, тем при меньших экспозициях достигается требуемая точность измерения, а увеличение времени экспозиции эквивалентно увеличению площади объектива D^2 . Чтобы с той же ошибкой измерить вдвое более слабый сигнал требуется вдвое большее время экспозиции или вдвое большая площадь телескопа.

Пример: Какая звездная величина может наблюдаться электрофотометром (квантовый выход $\eta = 0.1$) на 6-м телескопе за время экспозиции 10^{-3} с с точностью 1%? Считать, что звезда яркая и фоном неба можно пренебречь. Ответ: $\eta t = 10^{-4}$ с, $D = 600$ см, откуда $f_* = 1/(\epsilon_b^2 D^2 \eta t) \simeq 370$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), а учитывая $0^m \rightarrow 10^6$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), получаем $m_{lim} = 2.5 \lg \frac{10^6}{370} \approx 6^m$ – то есть очень яркая звезда (на пределе видимости невооруженным глазом). Именно поэтому, например, метод спектр-интерферометрии может применяться только для весьма ярких звезд даже на самых крупных телескопах.

Б) Случай слабого объекта $n_* < n_\Phi$. Имеем

$$\epsilon_f \simeq \frac{\sqrt{2n_\Phi}}{n_*} = \frac{\sqrt{2\eta D^2 \beta^2 S t}}{\eta D^2 t f_*} = \frac{\beta}{D f_*} \sqrt{\frac{2S}{\eta t}}.$$

Минимально обнаружимый поток при этом $f_{min} \sim (\beta/D) \sqrt{S/t}$ зависит как от яркости неба S (что интуитивно ясно), так и в еще

большей степени от фактического углового размера изображения звезды β . В этом случае, в отличие от случая А), для измерения с той же точностью вдвое более слабого сигнала необходимо вдвое увеличить диаметр телескопа D (а не его площадь) или вчетверо – время экспозиции t .

Полученное выражение, хотя и пригодно лишь для грубых оценок, наглядно описывает возможность регистрации предельно слабых источников на фоне шумов, связанных с флюктуацией числа фоновых квантов неба. Из него, в частности, следует, что предельно регистрируемые потоки обратно пропорциональны не площади, а диаметру объектива, и что улучшение качества изображения играет такую же роль, как и увеличение диаметра объектива.

Пример: Определить предельную звездную величину в Москве при наблюдениях на 1-м телескопе. Для предельной величины полагаем относительную точность $\epsilon_f \simeq 30\%$. Фон неба в лучшие ночи $19^m/\text{кв. секунды дуги}$ из-за сильной городской засветки. $D = 1 \text{ м}$, $\eta = 0.1$, $t = 10 \text{ с}$, $\beta = 1''$ (лучшие мартовские или сентябрьские ночи в новолунии). Сначала находим фон неба в единицах потока: $S_{19^m} \beta^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ кв.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (здесь учтено, что 1 кв. сек. дуги составляет $\approx (2 \cdot 10^5)^{-2}$ стер), а потом определяем $f_*^{(lim)} \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ кв.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, т.е. $m_{lim} = 2.5 \lg \frac{10^6}{1.5 \cdot 10^{-3}} \approx 21^m$. Обратите внимание, что звезда значительно слабее (примерно в 10 раз по потоку) фон на небе!

8.4.1. Спектральные наблюдения

Основная информация астрофизического характера связана с анализом спектров. Спектральные исследования проводятся не только в оптическом, но и во всех областях спектра – от гамма до радиодиапазона. Важнейшие спектральные линии, изучаемые в астрофизике, представлены в Таблице 8.1.

Мы остановимся здесь только на спектральных приборах в оптическом и близком к нему диапазонах. Для получения распределения энергии в том или ином диапазоне длин волн используются

Таблица 8.1. Некоторые важные астрофизические линии

Линия	$\nu, \lambda, h\nu$	Физическая особенность	Источники
Радио			
HI	21 см	Сверхтонк. расщеп. 1S_0	Облака HI
OH	18 см	Мазер	Молодые звезды, обл. звездообразования
2H	327 МГц	Сверхтонкая струк. дейт.	Измеряют обилие D/H
Оптика			
H_α	6563 Å	Осн. линия H в опт.	Звезды (в погл.), эмисс. туман., акт. ядра гал. (в эмиссии)
[OIII]	4959, 5007 Å	Яркий запр. дублет	Эмисс. тум., акт. ядра гал.
УФ			
$Ly\alpha$	1216 Å	Рез. линия H	Только близкие ист. или далекие квазары
Рентген			
FeI-XVII	6.4 кэВ	K_α Флуоресц. эмиссия ионов Fe	Аккр. диски, рент. дв.
FeXXV	6.7 кэВ	корональное свече- ние плазмы	Акт. ядра галактик
FeXXVI	6.9 кэВ		Газ в скопл. галактик
Гамма			
e^+e^-	511 кэВ	Аннигиляция пар $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$	Жесткие рент. источники, центр Галактики
$n \rightarrow ^2H$	2.223 МэВ	Образование дейте- рия $n + p \rightarrow D + \gamma$	В солн. вспышках
^{56}Ni	0.847 МэВ	Радиоакт. распад изотопов	Молодые остатки сверхновых
	1.238 МэВ	$^{56}Ni \rightarrow ^{56}Co \rightarrow ^{56}Fe$	
^{26}Al	1.808 МэВ	$^{26}Al \rightarrow ^{26}Mg$	Диффуз. изл. в галактике
π^0	77 МэВ	Распад пи-мезонов $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	Взаимодействие косм. лучей с молек. газом

два основных типа аппаратов – это дифракционные спектрографы и оптические интерферометры.

Самый распространенный спектральный прибор – классический *дифракционный спектрограф*. Спектр представляет собой совокупность монохроматических изображений щели, построенных объективом камеры спектрографа. Разложение света в спектр происходит при отражении света, прошедшего через узкую щель, от дифракционной решетки. Входная щель спектрографа обычно располагается в фокальной плоскости объектива, где строится изображение источника, вырезая, таким образом, небольшую часть изображения, если источник не точечный. В случае точечного источника в щель должен проходить основной поток света от него. Поэтому для получения спектра звезд (или спектра мелких деталей протяженного источника, например, галактики) ширина щели должна соответствовать качеству изображения β . По тем же причинам, какие были рассмотрены в предыдущем разделе, чем выше качество изображения, тем более слабые объекты или более мелкие детали можно исследовать по их спектру.

Для одновременного получения спектров большого числа объектов, находящихся в поле зрения телескопа (или деталей одного объекта) созданы панорамные спектральные приемники, где по отдельным каналам (например, с помощью световодов) на вход спектрографа направляется свет от различных точек изображения в фокальной плоскости телескопа.

В качестве интерференционного прибора для спектрального анализа обычно используется *интерферометр Фабри–Перо*, основу которого составляют две полупрозрачные параллельные зеркальные пластины. Интерферируют пучки света, прошедшие через пластины и испытавшие разное число отражений. С изменением длины волн перемещается положение интерференционных максимумов, соответствующих выбранной спектральной линии (меняется радиус колец равного наклона), поэтому по положению интерференционных полос или их “размытию” (из-за конечной спектральной ширины линии) можно измерить профиль линии и опре-

делить ее доплеровский сдвиг. Если сквозь такой интерферометр наблюдается протяженный источник с линейчатым спектром, то, меняя с определенным шагом расстояние между пластинами и записывая форму и положение колец при каждом изменении, можно восстановить спектр (в узком выбранном интервале) с высоким порядком интерференции и высоким спектральным разрешением сразу для многих тысяч точек источника (так называемая двумерная спектроскопия). Этот метод часто используется, например, для изучения полей скоростей газовых облаков и целых галактик.

Информация, получаемая по анализу спектров, очень многообразна. По виду спектра источника можно судить о механизме излучения (поглощения), а, следовательно, и о природе источника. Измеряя положение спектральных линий и их ширину, можно по эффекту Доплера оценить лучевую скорость источника (или той среды, которая ответственна за образование линий), скорости внутренних (тепловых или турбулентных движений) газа, скорости вращения планет, звезд или галактик. Изучение профилей линий в некоторых случаях позволяет оценить плотность газа (в звездных атмосферах) и индукцию пронизывающего газ магнитного поля. По относительной интенсивности спектральных линий определяется химический состав источника, величина поглощения, испытываемого светом, плотность и температура газа. Информация, получаемая из спектра, позволяет также производить различные косвенные оценки (например, расстояние до галактик – через закон Хаббла, светимости звезд – по существующим эмпирическим зависимостям между светимостью и относительной интенсивностью различных линий), и даже измерять массу и возраст звезд (по расположению на диаграмме Герцшпрунга–Рессела). Поэтому спектральные наблюдения являются основными для астрофизических исследований.

Глава 4.

Межзвездная среда

Основные составляющие. Важнейшей составляющей частью Галактики помимо звездных компонент является межзвездная среда (МЗС). Межзвездный газ (в основном водород) в нашей Галактике составляют несколько процентов от массы видимого вещества, но его роль крайне велика. Доля газа в массе галактике является ее важнейшей характеристикой и определяет активность процесса звездообразования. В спиральных и неправильных галактиках в холодных массивных газо-пылевых комплексах создаются подходящие условия для развития гравитационной (джинсовской) неустойчивости и происходит рождение звезд. В процессе термоядерной эволюции звезды теряют массу в виде звездного ветра. В конце эволюции звезд при образовании компактных остатков происходит сброс оболочки звезды (в виде планетарной туманности для звезд умеренных масс и при вспышке сверхновой для звезд массивнее 10 масс Солнца). Таким образом, происходит постоянный круговорот газ-звезда-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.

Перечислим основные наблюдательные проявления межзвездной среды:

- 1) Наличие светящихся туманностей ионизованного водорода

(HII) вокруг горячих звезд и отражательных газо-пылевых туманностей.

- 2) Ослабление света звезд (межзвездное поглощение) в непрерывном спектре и отдельных линиях, а также покраснение света (селективное поглощение пылью).
- 3) Поляризация света на пылинках межзвездной среды, ориентированных вдоль крупномасштабного магнитного поля Галактики.
- 4) Инфракрасное излучение межзвездной пыли.
- 5) Мягкое рентгеновское излучение горячего газа, нагретого ударными волнами, возникающими при вспышках сверхновых и при истечении мощного звездного ветра от ассоциаций молодых массивных ОВ-звезд (т.н. корональный газ).
- 6) Радиоизлучение нейтрального водорода (HI) на длине волны 21 см и различных молекул в линиях см и мм диапазона.
- 7) Излучение космических мазеров на молекулах H_2O , OH , метанола и др., возникающих преимущественно в холодных плотных областях звездообразования.
- 8) Синхротронное излучение релятивистских электронов в межзвездных магнитных полях.

Межзвездная среда была открыта в 1904 г. Гартманом, который обнаружил неподвижные линии поглощения в спектрах двойных звезд, наблюдавшихся с целью проверки эффекта Доплера (зная орбитальный период обращения, можно определить скорость движения компонент и т.о. предвычислить амплитуду смещения линий поглощения в спектрах движущихся звезд). К 1938 г. были отождествлены линии многих межзвездных молекул – CH , CH^+ , CN , C_2 , NH . Естественно, присутствие этих молекул не отражает истинного химического состава межзвездной среды – тяжелые элементы (Fe , Si , C и т.д.) входят в состав твердых межзвездных

пылинок, а самые распространенные элементы – невозбужденный нейтральный и молекулярный водород и гелий – не наблюдаются в оптическом диапазоне. В 1965 г. был открыт первый космический мазер на молекуле OH ($\lambda = 18\text{ см}$). В 1973 г. с борта специализированного УФ-спутника “Коперник” ($\lambda < 3000\text{ \AA}$) было открыто большое количество линий всевозможных межзвездных молекул, среди которых особенно важной является линия H₂ 1108 \AA , наблюдалась в поглощении.

Пространственное распределение межзвездной среды характеризуется сложной структурой, состоящей из отдельных компактных образований, холодных и теплых облаков, окруженных более горячим газом. Основные составляющие МЗС и их физическое состояние просуммированы в Таблице 1.

Основная особенность МЗС – ее крайне низкая плотность. Типичные величины концентрации атомов 0.1–1000 в см³, и при характерных скоростях около 10 км/с время столкновения между отдельными частицами достигает десятков тысяч лет. Это время на много порядков превышает характерные времена жизни атомов в возбужденных состояниях (на разрешенных уровнях – порядка 10⁻⁸ с). Следовательно, поглощенный атомом фотон успевает вновь излучаться при переходах атома вниз с возбужденного уровня, так что вероятность истинного поглощения неионизующих квантов атомами МЗС (когда энергия поглощенного фотона переходит в кинетическую энергию хаотического движения частиц) при каждом событии крайне мала.

Линия поглощения становится различимой на фоне непрерывного спектра (континуума) обычно при оптических толщинах в центре линии $\tau_{\lambda_0} \gtrsim 0.1$. Сечение поглощения $\sigma(\lambda)$ связано с оптической толщиной соотношением $\tau_\lambda = \int \sigma(\lambda) n ds = \sigma(\lambda) N$, где $N = \int n ds$ – число атомов на луче зрения. Расчет показывает, что в оптическом диапазоне сечение поглощения в центре наиболее сильных линии $\sigma(\lambda_0)$ достигает $10^{-12} - 10^{-13}\text{ см}^2$, что намного больше сечения фотопоглощения в непрерывном спектре.¹

¹ Сечение фотоионизации атома по порядку величины равно квадрату раз-

Таблица 4.1. Основные составляющие МЗС

Фаза	$T, \text{ К}$	$n, \text{ см}^{-3}$	Масса облаков, M_{\odot}	Размер, пк	Доля зани- маемого объема [†]
Корональный газ	$\approx 5 \cdot 10^5$	~ 0.003	—	—	$\sim 0.3 :$
Зоны НII низкой плотности	$\approx 10^4$	~ 0.3	—	—	~ 0.1
Межоблачная среда	$\approx 10^4$	~ 0.1	—	—	~ 0.4
Теплые области НII	$\sim 10^3$	~ 1	—	—	~ 0.01
Облака НII	≈ 80	~ 10	~ 100	~ 10	~ 0.01
Молекулярные облака	≈ 10	$\sim 10^3$	~ 300	~ 1	$\sim 10^{-5}$
Глобулы	≈ 10	$\sim 10^4$	~ 20	~ 0.3	$\sim 3 \cdot 10^{-9}$
Яркие области НII	$\approx 10^4$	~ 30	~ 300	~ 10	$\sim 10^{-4}$
Гигантские молекулярные облака	~ 20	~ 300	$\sim 3 \cdot 10^5$	~ 40	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$
Мазерные конденсации	≥ 100	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^5$	$\sim 10^{-5}$	

[†] Вблизи плоскости Галактики

По линиям поглощения МЗС, наблюдаемых в спектрах звезд, можно определять примеси с крайне малой концентрацией. Например, считая, что свет прошел в МЗС расстояние $300 \text{ пк} \sim 10^{21} \text{ см}$ (характерное расстояние до ярких звезд), находим, что по межзвездным линиям поглощения можно определять концентрацию поглощающих атомов $n \sim 10^{-8} - 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, то есть 1 атом в объеме $10^2 - 10^4 \text{ м}^3$!

мера боровской орбиты, с которой возбуждается электрон, а сечение поглощения в центре линии при связанны-связанных переходах порядка квадрата длины волны поглощаемого кванта. Длина волны излучения при связанны-связанных переходах по порядку величины в $1/\alpha \approx 137$ раз больше радиуса боровской орбиты (см. подробнее в Приложении).

Отсутствие локального термодинамического равновесия. Прозрачность областей МЗС для излучения определят важнейшее физическое свойство межзвездной плазмы – отсутствие *локального термодинамического равновесия* (ЛТР). Напомним, что в условиях *полного термодинамического равновесия* все прямые и обратные процессы идут с одинаковыми скоростями (соблюдаются т.н. принцип детального баланса) и существует только одно значение температуры, которое определяет физическое состояние среды. В межзвездной среде концентрация атомов мала, оптические толщины малы, и ЛТР не выполняется. Это приводит к двум важным следствиям:

- 1) Температура излучения, пронизывающая МЗС (в основном, излучение от звезд), не соответствует температуре среды, причем электронная и ионная температуры плазмы могут сильно отличаться друг от друга в нестационарных процессах, поскольку обмен энергиями между этими частицами при их столкновениях проходит очень медленно.
- 2) Распределение атомов и ионов по населенностям уровней определяется балансом процессов ионизации и рекомбинации, однако в отличие от ЛТР, не выполняется принцип детального баланса. Например, в *корональном приближении* (предел низкой плотности частиц, название происходит от физического состояния плазмы в Солнечной короне) ионизация атомов производится электронным ударом, а снятие возбуждения – спонтанными излучательными переходами. В зонах ионизованного водорода и в квазарах газ ионизован жестким УФ-излучением центрального источника и населенность уровней определяется процессами излучательной рекомбинации. В этих примерах прямые и обратные элементарные процессы имеют разную природу, поэтому условия далеки от равновесных.

Однако даже в очень разреженной космической плазме, в отличие от нейтрального газа, максвелловское распределение электронов по скоростям, соответствующим температуре среды, устанавливается за время много меньшее характерного времени меж-

ду столкновениями электронов с ионами (столкновения обусловлены дальнодействием кулоновских сил, искривляющих траекторию движения частиц, пролетающих мимо друг друга²). Поэтому при ударном возбуждении атомов для распределения частиц по энергиям можно пользоваться формулой Больцмана.

4.1. Физические особенности разреженной космической плазмы

4.1.1. Запрещенные линии

Отличительной характеристикой излучения, возникающего в оптически тонкой разреженной среде, является излучение в *запрещенных линиях* атомов. Запрещенные спектральные линии – линии, образующиеся при переходах в атомах с метастабильных уровней (т.е. запрещенные правилами отбора для электрических дипольных переходов). Характерное время жизни атома в метастабильном состоянии – от 10^{-5} с до нескольких суток и более. При высоких концентрациях частиц ($n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в земной атмосфере, $n_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в солнечной фотосфере) столкновения частиц (т.н. удары второго рода) снимают возбуждение атомов, и запрещенные линии не наблюдаются из-за крайней слабости.

При малых плотностях интенсивность излучения в линиях не зависит от вероятности перехода (которая равна обратному времени жизни возбужденного электрона на метастабильном уровне), а определяется только квадратом плотности среды, т.е. частотой столкновения частиц. В условиях ЛТР относительная заселенность энергетических уровней ионов определяется формулой

² В полностью ионизованной плазме концентрация электронов и ионов одинакова $n_e = n_i$, а время установления изотропного Максвелловского распределения для электронной и ионной компонент равны, соответственно, $\tau_{e,i} \sim \sqrt{m_{e,i}}(kT)^{3/2}/(\ln \Lambda_{e,i} Z_i^2 e^4 n_i)$, где e , m_e – заряд электрона и его масса, Z_i , m_i – атомный номер иона и его масса, $\ln \Lambda_{e,i} \sim 2 - 20$ – кулоновский логарифм, учитывающий дальнодействие кулоновских сил. Например, для чисто водородной плазмы ($Z_i = 1$) с параметрами $n = 1 \text{ см}^{-3}$, $kT = 1 \text{ эВ}$ ($T \sim 10^4 \text{ К}$) находим $\tau_e \sim 10^5 \text{ с}$

Больцмана, не зависит от концентрации свободных электронов и экспоненциально спадает для высоких уровней. Если ЛТР нет, то заселенность энергетических уровней следует рассчитывать из баланса элементарных процессов возбуждения и деактивации. Рассмотрим, например, *корональное приближение*, когда возбуждение атомов осуществляется только электронными ударами. Это приближение применимо к разреженной плазме солнечной короны (отсюда название) и в плазме вокруг источников, у которых фотоионизацией можно пренебречь (например, внутри остатков сверхновых). Для грубых оценок оно может быть применено к межзвездным областям НП. В этом приближении стационарная населенность любого (скажем, k -го) уровня N_k одного атома или иона элемента X будет прямо пропорциональна числу его столкновений с электронами в единицу времени, которая прямо пропорциональна плотности свободных электронов n_e , и обратно пропорциональна полной вероятности перехода (в единицу времени) на нижележащие уровни:

$$N_k \propto n_e / \sum_{1 \leq i < k} A_{ki},$$

где A_{ki} [1/c] – вероятность перехода на i -й уровень (т.е. обратное время жизни электрона в возбужденном состоянии). Мощность излучения на частоте перехода ν_{kj} с уровня k на уровень $j < k$ из единицы объема составляет $L_{kj} = (N_k A_{kj}) n_X h \nu_{kj}$ [эрг/(см³·с)], где n_X – концентрация атомов (ионов) элемента α , которую обычно записывают через относительную долю α_X к концентрации атомов водорода, $n_X = \alpha_X n_H$.

Отсюда следует, что $L \sim n_H n_e \sim n_e^2$. Фактор ветвления $\left(\frac{A_{kj}}{\sum_i A_{ki}} \right)$ может быть порядка 1 (например, для низких возбужденных уровней). Это означает, что мощность излучения как в разрешенных, так и в запрещенных линиях в корональном приближении в основном определяется величиной

$$\text{MV} = \int n_e^2 dV, \quad (4.1)$$

которая называется *объемной мерой эмиссии*. Интенсивность линий излучения (поверхностная яркость) газового образования определяется в этом случае *линейной мерой эмиссии*

$$ME = \int n_e^2 dl \quad (4.2)$$

и измеряется в единицах [пк/см⁶]. Методы современной астрономии позволяют наблюдать объекты с ME > 30 а в ряде случаев – с ME ~ 1 – 10 пк/см⁶. Для ярких областей НII ME может достигать 10⁶.

Наиболее яркие запрещенные линии, встречающиеся в газовых планетарных туманностях и зонах ионизованного водорода НII вокруг горячих звезд, – дублет дважды ионизованного кислорода [OIII] ($N_1 \lambda 4959 \text{ \AA}$, $N_2 \lambda 5007 \text{ \AA}$), УФ линии однократно ионизованного кислорода [OII] $\lambda 3727 \text{ \AA}$, а также ионов SII, NII и др. Сравнивая интенсивности линий иона OIII $\lambda 4363 \text{ \AA}$ (метастабильный третий уровень) и дублета N_1 и N_2 (метастабильный второй уровень), можно определить температуру газа, т.к. относительная заселенность этих уровней определяется тепловыми скоростями электронов.

Эмиссионные линии в спектре солнечной короны удалось расшифровать лишь в 1942 г. как запрещенные эмиссии многократно (от 12 до 15 раз) ионизованных атомов Fe, Ni, Ca (температура короны превышает млн. К, поэтому степень ионизации тяжелых ионов очень велика, есть атомы водородоподобного и гелиеподобного железа). Наиболее характерная оптическая запрещенная линия солнечной короны – зеленая линия [FeXIV] $\lambda 5302.86 \text{ \AA}$. В рентгеновском спектре короны видна запрещенная, резонансная, и интеркомбинационная (переход с изменением спина) линии гелия примерно равной интенсивности.

4.1.2. Излучение нейтрального водорода в линии 21 см

Важнейшей запрещенной линией МЗС является радиолиния нейтрального (атомарного) водорода 21 см. Эта линия возникает при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры $1^2S_{1/2}$

уровня водорода, связанного с наличием спина у электрона и протона (верхний подуровень соответствует параллельным спинам электрона и протона, нижний – антипараллельным спинам, частота перехода $\nu_{10} = 1420.40 \text{ МГц}$). Линия была теоретически предсказана Ван ден Хюльстом (Голландия) в 1944 г. и независимо рассчитана И.С. Шкловским в 1949 г., обнаружена в 1951 г. Радиолиния водорода 21 см остается одной из основных линий для исследования газа в нашей и других галактиках.

Вероятность этого перехода составляет $A_{10} = 2.9 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ (т.е. 1 раз в 11 млн. лет!). Возбуждение происходит через столкновения нейтральных атомов друг с другом. Расчет населенностей уровней дает $n_1 = n_H/4$, $n_2 = 3n_H/4$, где n_H – концентрация атомов водорода.

Объемный коэффициент излучения в линии записывается как

$$j_\nu = \frac{\hbar\nu_{10}}{4\pi} n_1 A_{10} \phi(\nu),$$

где $\phi(\nu)$ – профиль линии, а фактор 4π предполагает изотропное излучение. В оптически тонкой среде интенсивность линии излучения $I_\nu \approx \int j_\nu dl$ и т.о. пропорциональна числу атомов водорода на луче зрения: $I_\nu \propto N_H = \int n_H dl$.

Если облако нейтрального водорода оптически толстое, то $I_\nu \simeq B_\nu$ (см. главу 2), и по измерениям интенсивности линии водорода 21 см можно получить оценку физической температуры газа T_s , которая оказывается порядка 100 К.

Если сквозь облако НI наблюдается радиоисточник с яркостной температурой $T_{b,0} \gg T_s$, то измеряемая яркостная температура

$$T_b = T_s(1 - e^{-\tau_\nu}) + T_{b,0}e^{-\tau_\nu} \simeq T_{b,0}e^{-\tau_\nu},$$

и вместо линии излучения видна линия поглощения 21 см. Изменяя яркостную температуру в спектре радиоисточника вне линии 21 см и сравнивая ее с яркостной температурой внутри линии, можно определить τ_ν .

Исследования радиолинии 21 см позволили установить, что нейтральный водород в галактике в основном заключен в очень

тонком (с полутолщиной около 200 пк) слое около плоскости Галактики. На периферии (10-12 кпк от центра) слой изгибается и его толщина возрастает до 1 кпк. В распределении НI отчетливо прослеживаются спиральные рукава Галактики. Внутри рукавов водород распределен неравномерно, образуя вытянутые комплексы размером в несколько сотен пк. Зеемановское расщепление абсорбционных компонент линии 21 см у сильных радиоисточников используются для оценки магнитного поля внутри облаков ($10^{-4} - 10^{-5}$ Гс). Излучение НI наблюдается от многих других галактик. По его интенсивности определяют отношение массы нейтрального водорода к общей массе галактики, а по измерению скорости вращения оценивают полную массу Галактики.

У других химических элементов также существует сверхтонкое расщепление основного уровня, однако попытки обнаружить соответствующие (слабые) линии пока не привели к успеху.

4.1.3. Вморможенность магнитного поля

Важнейшей компонентой МЗС, во многом определяющей ее динамику, является крупномасштабное магнитное поле галактики. Среднее значение магнитного поля вблизи плоскости Галактики около 10^{-6} Гс. В условиях космической плазмы магнитное поле в подавляющем большинстве ситуаций можно считать *вморможенным* в среду. Вморможенность магнитного поля означает сохранение магнитного потока через любой замкнутый проводящий контур при его деформации: $\int_S \vec{B} d\vec{S} = const$. В лабораторных условиях сохранение магнитного потока возникает в средах с высокой электропроводимостью σ (это величина, обратная удельному сопротивлению среды). Напомним, что электропроводимость – макроскопическая характеристика среды, входящая в закон Ома. При отсутствии магнитного поля плотность тока пропорциональна напряженности электрического поля $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (плотность тока есть сила тока через площадку единичной площади, перпендикулярную направлению тока). С микроскопической точки зрения электропроводимость связана с эффективной силой трения, которая

возникает из-за взаимодействия переносчиков тока – электронов – с ионами. Для полностью ионизованной плазмы без магнитного поля, в которой преобладают процессы кулоновских соударений частиц, электропроводимость определяется концентрацией частиц $n_e = n_i$ и временем кулоновских столкновений между электронами и ионами τ_{ei} и равна³

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \simeq 10^{13} [1/\text{с}] \left(\frac{T}{10^4 \text{К}} \right)^{3/2} / \ln \Lambda. \quad (4.3)$$

В пределе бесконечной электропроводимости (идеально проводящая среда) бесконечно малое электрическое поле вызывало 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 “вмороженности” магнитного поля в среду. Действительно, если движущийся проводник пересекает силовые линии магнитного поля, в нем возбуждается ЭДС, препятствующая изменению магнитного потока, а потому идеальный проводник своим движением должен увлекать силовые линии магнитного поля так, как если бы они были в него “вморожены”. Идеально проводящая плазма движется так, как если бы ее частицы были “приклеены” к силовым линиям магнитного поля.

Реальная космическая плазма далеко не идеальна (см. ниже), поэтому “вмороженность” 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 диссиляции магнитного поля из-за конечной электрической проводимости плазмы с характерным временным масштабом рассматриваемого физического

³Плотность тока $j = n_e e \tilde{v}$, где стационарная скорость потока электронов \tilde{v} определяется балансом ускорения в электрическом поле E и торможением при кулоновских соударениях с ионами, т.е. находится из условия $m\tilde{v}/\tau_{ei} = eE$. Отсюда (4.3).

процесса (временем сжатия облака газа, периодом его вращения и т.д.)

Покажем, что приближение вмороженности магнитного поля в космическую плазму является хорошим для космических объектов из-за их больших размеров. Рассмотрим объем плазмы V , в котором текут токи с плотностью j . В соответствии с уравнениями Максвелла, токи порождают магнитное поле $\text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \sim \vec{B}/R$, где R – размер рассматриваемой области с характерным значением напряженности поля \vec{B} . 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 есть $q = j^2/\sigma$. Магнитная энергия в единице объема равна $B^2/8\pi$. Следовательно, характерное время диссипации магнитной энергии в тепло (и соответствующее затухание магнитного поля) в объеме с характерным размером R определяется как

$$t_d = \frac{E}{dE/dt} \sim \frac{B^2/8\pi}{j^2/\sigma} \sim \frac{2\pi\sigma}{c^2} R^2 \quad (4.4)$$

(эта оценка с точностью до фактора 2 совпадает с точным выражением для времени диффузии магнитного поля через область с радиусом R в среде с конечной проводимостью).

Как следует из выражения (4.3), проводимость плазмы не зависит от плотности, пропорциональна $T^{3/2}$ и лежит в пределах $10^{13} - 10^{16} [\text{с}^{-1}]$ (примерно на порядок хуже, чем меди). Однако из-за больших масштабов космической плазмы время затухания магнитного поля оказывается больше характерных времен изменения формы или размеров объекта, пронизываемого полем. Это и означает, что поле ведет себя как вмороженное, и поток через замкнутый контур сохраняется. При сжатии облака плазмы поперец поля величина магнитного поля возрастает, причем физическая причина возрастания поля – появление ЭДС индукции, препятствующей изменению магнитного потока.

Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях

(даже при динамических процессах коллапса ядер звезд – из-за коротких характерных времен последних). Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно на масштабах резкого изменения поля. Эти места характеризуются резкими поворотами магнитных силовых линий. Примером может служить нарушение вмороженности поля при солнечных вспышках, возникающих в областях с большим градиентом магнитного поля.

4.2. Объемный нагрев и охлаждение МЗС

Прозрачность отдельно рассматриваемых областей МЗС для электромагнитного излучения и быстрых заряженных частиц (космических лучей) определяет специфику нагрева и охлаждения газа. Энергия, выделившаяся в какой-либо области пространства, уносится электромагнитными квантами на большие расстояния, поэтому МЗС охлаждается из всего объема. Для характеристики охлаждения используют *объемный коэффициент охлаждения* $\Lambda(n, T)$ [эр/см³·с]. Теплопроводность не способна передать тепло от удаленных друг от друга источников энергии, поэтому нагрев также определяется процессами, прогревающими среду сразу в больших объемах. Для характеристики нагрева используют *коэффициент объемного нагрева* $\Gamma(n, T)$ [эр/см³с]. Закон сохранения энергии элемента объема dV с внутренней энергией dE и давлением P записывается в виде

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} = \Gamma - \Lambda.$$

В тепловом равновесии $d/dt = 0$ и уравнение теплового баланса для элемента среды есть просто $\Lambda = \Gamma$. Из решения этого уравнения находится равновесная температура среды.

4.2.1. Основные механизмы нагрева газа

Перечислим важнейшие физические процессы, нагревающие межзвездный газ.

Ультрафиолетовое излучение звезд (фотоионизация). Квант с энергией $E = h\nu$ ионизует электрон с уровня i , при

этом кинетическая энергия образующегося свободного электрона $m_e v^2 / 2 = h\nu - \xi_i$ (ξ_i – потенциал ионизации с уровня) при столкновениях переходит в энергию хаотических движений частиц. Газ таким образом нагревается.

Нагрев ударными волнами. Ударные волны возникают при различных процессах, происходящих со сверхзвуковыми скоростями (в МЗС скорость звука обычно 1–10 км/с). Это имеет место, например, при сбросе оболочек звезд, при вспышках сверхновых, при столкновениях газовых облаков между собой и т.д. За фронтом ударной волны кинетическая энергия направленного движения частиц с массой m переходит в хаотическую энергию движения (тремализуется), $mv^2 / 2 \sim (3/2)kT$. При этом достигаются огромные температуры (до миллиардов К внутри молодых остатков сверхновых), причем основная энергия приходится на движение тяжелых ионов (характеризуется ионной температурой). Температура легкого электронного газа значительно ниже, но постепенно из-за кулоновских взаимодействий происходит выравнивание ионной и электронной температуры (выравнивание кинетических энергий частиц различной массы)⁴.

Объемный нагрев газа проникающей радиацией и космическими лучами. Особенно эффективно осуществляется частицами мягких космических лучей. Нагрев осуществляется при кулоновском взаимодействии заряженных частиц со средой и через вторичные свободные электроны, образующиеся при ионизации среды быстрыми частицами.

Объемный нагрев газа жестким электромагнитным излучением (рентгеновскими и гамма-квантами). Осуществляется в основном вторичными электронами при фотоионизации и

⁴Если в плазме есть магнитное поле (а это практически всегда так), основную роль в выравнивании электронной и ионной температуры играют процессы плазменной турбулентности, возникающей из-за многочисленных неустойчивостей, и коллективные процессы в плазме (бесстолкновительные ударные волны). При этом электронная и ионная температуры могут сравняться за время много короче времени кулоновских взаимодействий электронов и ионов.

при комптоновском рассеянии. Передача энергии электрону при рассеянии фотона с энергией $h\nu$ на угол θ равна

$$\Delta E = h\nu \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta), \quad (4.5)$$

а сечение рассеяния равно томсоновскому сечению $\sigma_T \simeq 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ (для $h\nu \ll m_e c^2$). Усредненная по углам скорость объемного нагрева плазмы в поле электромагнитного излучения с плотностью энергии u_ν пропорциональна числу рассеяний $n_e \sigma_T c$ в единицу времени и равна

$$\Gamma_c = n_e \sigma_T c \int_0^\infty \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right) u_\nu d\nu. \quad (4.6)$$

Замечание: Скорости процессов объемного нагрева среды пропорциональны плотности частиц и потоку ионизующего излучения, поэтому суммарную скорость объемного нагрева можно представить в виде $\Gamma(n, T) = nG(T)$. Функция $G(T)$ [эрг/с] (называемая *эффективностью нагрева*) зависит только от температуры и химического состава и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества.

4.2.2. Основные механизмы охлаждения

Почти во всех случаях объемное охлаждение МЗС производится за счет уноса энергии фотонами, для которых среда прозрачна. Теплопроводность неэффективна из-за малости градиентов температур в больших объемах (исключение – фронты ударных волн и границы фаз с резко различающимися температурами). Испускание квантов электромагнитного излучения связано с бинарными процессами взаимодействия (частица–частица) и поэтому всегда пропорционально квадрату концентрации. Охлаждение возникает, когда излучение рождается за счет тепловой энергии частиц и кванты света уходят из рассматриваемого объема МЗС, унося энергию. Это происходит при излучении фотонов как в спектраль-

ных линиях (разрешенных или запрещенных), так и в непрерывном спектре.

Свободно-свободное (тормозное) излучение. Возникает при движении электрона в поле иона и имеет непрерывный спектр. Для чисто водородной плазмы с равной концентрацией протонов и электронов объемный коэффициент охлаждения равен

$$\Lambda_{ff}(H) = \int_0^{\infty} \epsilon_{ff}(\nu) d\nu \simeq 1.43 \cdot 10^{-27} n_e^2 \sqrt{T} \quad [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})] \quad (4.7)$$

(температура выражена в Кельвинах). Добавление тяжелых ионов, обладающих более высоким электрическим зарядом, увеличивает эффективность охлаждения. Для полностью ионизованной среды с нормальным космическим содержанием элементов $\Lambda_{ff} \approx 1.7\Lambda_{ff}(H)$. Этот механизм особенно эффективен для очень горячей плазмы с $T > 10^5$ К, где практически все атомы ионизованы.

Рекомбинационное излучение. При радиативной рекомбинации (т.е. сопровождающейся рождением кванта) кинетическая энергия рекомбинирующего электрона $m_e v^2 / 2$ обычно составляет малую долю энергии испускаемого фотона $h\nu = \xi_i + m_e v^2 / 2$ (ξ_i – потенциал ионизации уровня, на который рекомбинирует электрон), так как почти всегда $\xi_i \gg m_e v^2 / 2$ и большая часть энергии фотона выделяется за счет внутренней энергии образующегося иона, а не тепловой энергии. Поэтому радиативная рекомбинация малоэффективна для уменьшения тепловой энергии среды. Тем не менее, как показывают детальные расчеты, мощность излучения единицы объема из-за радиативной рекомбинации среды с $T < 10^5$ К превосходит потери на тормозное излучение: $\Lambda_r \approx 4\Lambda_{ff}$. При $T \sim 10^5$ К и выше становится существенной *диэлектронная рекомбинация*. Диэлектронная рекомбинации иона происходит в два этапа – сначала рекомбинирующий энергичный электрон возбуждает атом (ион) так, что образуется неустойчивый ион с двумя возбужденными электронами и положительной полной энергией. Это состояние неустойчиво: либо процесс идет в обратном направлении с испусканием свободного электрона и образованием невоз-

бужденного иона (т.н. автоионизация), либо происходит излучение фотона (обычно с энергией, близкой к энергии резонансных переходов), и полная энергия иона оказывается отрицательной. Скорость диэлектронной рекомбинации начинает преобладать над радиативной при высоких температурах $T > 10^5$ К. Подчеркнем, что в отличие от радиативной рекомбинации, при каждой диэлектронной рекомбинации из среды уносится энергия порядка потенциала ионизации соответствующего иона. В процессе радиативной рекомбинации захватываются преимущественно медленные электроны с энергией меньше средней энергии при данной температуре (среда при этом не охлаждается, а нагревается), в то время как для диэлектронной рекомбинации электрон сначала должен возбудить атом (т.е. передать ему энергию порядка потенциала ионизации), поэтому диэлектронная рекомбинация осуществляется преимущественно самыми быстрыми электронами с энергией выше средней. В этом физическая причина охлаждения среды.

Двухфотонное излучение. Возникает при запрещенных переходах с резонансных уровней $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ с излучением двух фотонов в водороде и водородоподобных ионах и с 2^1S_0 уровня в гелии и гелиеподобных ионах (распад других метастабильных уровней происходит преимущественно с испусканием одного фотона). Суммарная энергия фотонов соответствует разности энергии между двумя уровнями, но каждый из фотонов не имеет фиксированной энергии и (в случае водорода) образуется непрерывное излучение с длиной волны больше, чем у линии Лайман-альфа (> 1216 Å). Такие кванты не способны возбуждать водород из основного состояния и свободно уходят из среды. Возбуждение метастабильных уровней происходит в основном за счет электронных ударов. Двухфотонное излучение важно при формировании непрерывных спектров зон НШ. Оно играет особенно большую роль при охлаждении горячей космической плазмы с температурой $T = 10^6 - 10^8$ К (например, в молодых остатках сверхновых).

Обратное комптоновское рассеяние. Существенный процесс в плазме, в которой могут находиться очень быстрые реля-

тивистские электроны. Если рассеяние фотона с энергией ϵ происходит на быстром электроне с энергией $E = \gamma m_e c^2$, $\gamma \gg 1$, важным становится отдача энергии и импульса от электрона фотону. Это легко понять, перейдя в систему отсчета, в которой релятивистский электрон покоится. При больших лоренц-факторах γ из-за эффекта релятивистской aberrации направление падающего фотона близко к направлению рассеянного фотона. Делая лоренц-преобразование энергии фотона в системе электрона, имеем $\epsilon' \approx \epsilon\gamma$. Далее пользуемся формулой эффекта Комптона в системе покоя электрона $\epsilon'_1 \approx \epsilon'(1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2}(1 - \cos \Theta))$ (здесь ϵ'_1 – энергия рассеянного кванта, Θ – угол между направлением падающего и рассеянного фотона в системе покоя электрона)⁵ и, наконец, делаем лоренц-преобразование энергии рассеянного фотона к лабораторной системе отсчета: $\epsilon_1 \approx \gamma\epsilon'_1$. Отсюда видно, что для релятивистских электронов энергия рассеянного фотона $\epsilon_1 \sim \gamma^2 \epsilon \gg \epsilon$, и таким образом низкочастотные кванты превращаются в кванты жесткого излучения. Усредненная по углам скорость потерь энергии одного электрона с лоренц-фактором γ из-за обратного комптон-эффекта в поле изотропного ЭМ излучения с плотностью u_ν дается формулой

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{compt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 \int_0^\infty u_\nu d\nu \quad (4.8)$$

(здесь $\beta = v/c$). Например, в случае теплового распределения электронов с плотностью n_e и температурой T имеем $\langle \beta^2 \rangle = \langle v/c \rangle^2 = 3kT/m_e c^2$, $\gamma \approx 1$ и объемное охлаждение такой среды за счет обратного эффекта Комптона есть

$$\Lambda_c = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{compt} n_e = \left(\frac{4kT}{m_e c^2}\right) c \sigma_T n_e \int_0^\infty u_\nu d\nu. \quad (4.9)$$

⁵Томсоновское приближение для комптоновского рассеяния применимо для энергий фотонов $\epsilon' < m_e c^2$.

Выражение в скобках дает значение доли энергии, приобретаемой фотоном при каждом рассеянии пока выполняется условие $\epsilon \ll 4kT$.⁶

Комптоновское охлаждение обычно доминирует в очень сильно ионизованной высокотемпературной плазме вблизи источников мощного рентгеновского излучения. Этот механизм преобладал в ранней Вселенной на радиационно-доминированной фазе до момента рекомбинации. Для обычных условий в МЗС им можно пренебречь.

Заметим, что из-за обратного комптоновского охлаждения тепловую нерелятивистскую плазму нельзя нагреть одним лишь излучением до температур выше $kT \sim \epsilon/4$.

Излучение в спектральных линиях. Охлаждение происходит при излучении квантов с уровней, заселенных при возбуждении электронным ударом. При рекомбинационном заселении уровней, как мы поясняли выше, температура среды не уменьшается, т.к. рекомбинационными квантами уносится лишь внутренняя энергия ионов. Спектральный диапазон, в котором происходит основное охлаждение в линиях, определяется температурой – чем энергичнее фотон, тем больше энергии он уносит, но тем больше должна быть температура газа, чтобы возбудить соответствующий переход (см. таблицу 4.2). Излучение при ударном возбуждении атомных уровней это основной механизм охлаждения МЗС с $T < 10^5$ К.

Ионизация электронным ударом. Это специфический для разреженной среды безызлучательный процесс охлаждения. Тепловая энергия расходуется на отрыв электрона и запасается в виде

⁶Полученная формула имеет простой физический смысл: при каждом рассеянии на электроне с тепловой скоростью $\sim \sqrt{kT/m_e}$ частота фотона смещается на относительную величину $|\delta\nu/\nu| \sim \sqrt{kT/m_e c^2}$. Лобовые столкновения пары фотон-электрон (при которых энергия фотона увеличивается), происходят чаще, чем столкновения “вдогонку” (при которых энергия фотона уменьшается), также в отношении $\sim v/c \simeq \sqrt{kT/m_e c^2}$. Поэтому среднее уменьшение энергии одного электрона при столкновении с фотоном будет порядка $kT/m_e c^2$.

Таблица 4.2. Основные линии охлаждения МЗС

Температура T , К	Охлаждение в линиях
$> 10^6$	Рентгеновские линии H- и He-подобных ионов тяжелых элементов Остатки сверхновых – O VII (21.6 Å), O VIII (18.96 Å) Межгалактический горячий газ – Si, Fe ($E \sim 7$ кэВ)
$2 \cdot 10^4 - 10^6$	Резонансные УФ-линии He и тяжелых элементов до Fe
$(1 - 2) \cdot 10^4$	Линии H (в основном Ly α)
$(5 - 10) \cdot 10^3$	Запрещенные линии тяжелых элементов
$30 - 10^4$	Далекие ИК-линии при переходах между уровнями тонкой структуры основных термов
$< (1 - 2) \cdot 10^3$	Возбуждение и высвечивание молекулярных уровней (в основном молекулы H ₂)
< 30	Вращательные переходы молекул CO и воды H ₂ O

внутренней (не тепловой) энергии связи ион-электрон, а затем высвечивается при рекомбинациях. В стационарном случае затраты энергии на ударную ионизацию равны внутренней энергии системы ион-электрон, высвечиваемой при рекомбинациях.

Замечание: Процессы объемного охлаждения среды пропорциональны квадрату плотности частиц, так как для рождения фотона требуется взаимодействие двух частиц, поэтому суммарную скорость объемного охлаждения можно представить в виде $\Lambda(n, T) = n^2 \lambda(T)$. Функция $\lambda(T)$ [эр \cdot см³/с] (называемая *эффективностью охлаждения*) зависит только от температуры и химического состава и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества. Функция $\lambda(T)$ для разреженной космической плазмы, в которой возбуждение атомов осуществляется электронными ударами, показана на рис. 4.1 для различных обилий тяжелых элементов. Наличие тяжелых элементов значительно увеличивает эффективность охлаждения плазмы в диапазоне температур от 10^4 до 10^7 К. Следует отметить, что во многих ситуациях (особенно вблизи источников мощного жесткого излучения, например вблизи ядер активных галактик) существенным является фотоионизация. В таких случаях функция охлажде-

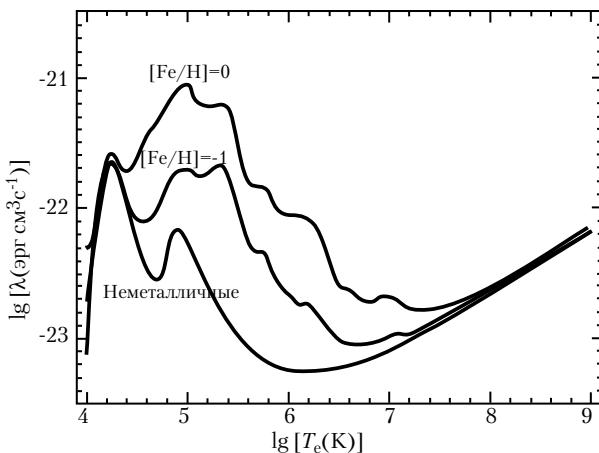


Рис. 4.1. Эффективность охлаждения разреженной космической плазмы $\lambda(T)$ [эрг·см³/с] со столкновительным возбуждением и ионизацией. Приведены кривые для плазмы солнечного химического состава (верхняя кривая), с обедненным в 10 раз содержанием металлов (средняя кривая) и водородно-гелиевой плазмы (75% H, 25% He) без тяжелых элементов (нижняя кривая). Резкий скачок вблизи $T \sim 10^4$ К связан с ударным возбуждением второго (резонансного) уровня атомов водорода. На нижней кривой максимумы соответствуют водороду (слева) и гелию (справа). На верхних кривых появляются максимумы, соответствующие ударному возбуждению ионов углерода, кислорода, неона, кремния и железа. При $T > 10^7$ К эффективность охлаждения asymptотически стремится к зависимости $\lambda(T) \propto \sqrt{T}$, поскольку преобладает охлаждение тормозным излучением, зависящим от относительной (тепловой) скорости частиц.

ния плазмы несколько отличается от приведенной на рис. 4.1, хотя качественное поведение с температурой сохраняется.

Таким образом, уравнение теплового баланса $\Gamma = \Lambda$ приобретает вид $nG(T) = n^2\lambda(T)$, откуда находится равновесная зависимость $T(n)$, и, следовательно, уравнение состояния межзвездной среды $P(n, T)$, которое объясняет наблюдаемую стратификацию областей НI на холодные облака и более теплую межоблачную среду (см. ниже).

Отметим, что в большинстве перечисленных процессов нагрева и охлаждения требуется знать населенность уровней атомов и ионов МЗС, поэтому для нахождения равновесной температуры

среды требуется совместно решать уравнения ионизационного баланса.

4.3. Облака нейтрального водорода НI и тепловая неустойчивость межзвездной среды

Наблюдения показывают, что нейтральный водород не заполняет равномерно межзвездную среду, а находится преимущественно в одной из двух фаз – в виде относительно плотных ($n \sim 10^1 - 10^2 \text{ см}^{-3}$) холодных ($T \sim 100 \text{ К}$) облаков и разреженной межоблачной среды ($n \sim 0.1 - 1 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^3 - 10^4 \text{ К}$). Это следствие *тепловой неустойчивости* МЗС, вызванной немонотонной зависимостью давления от плотности вещества $P(n)$ в условиях МЗС.

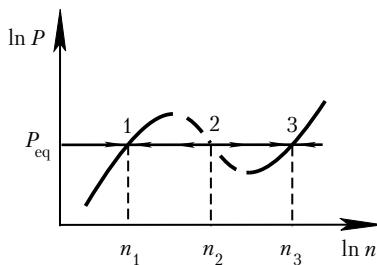


Рис. 4.2. К тепловой неустойчивости МЗС. Участок кривой $P(n)$ с отрицательной производной соответствует неустойчивому состоянию.

Качественно эффект состоит в следующем. Вещество МЗС – идеальный разреженный газ с давлением $P = nkT$. Температура среды находится из решения уравнений теплового и ионизационного баланса (см. выше) и является функцией плотности. В результате быстрого роста $\lambda(T)$ в области $T \sim 10^4 \text{ К}$ (см. рис. 4.1) получается, что зависимость $P(n)$ в условиях МЗС немонотонна, наряду с участками роста давления от плотности есть участок, где давление падает с увеличением плотности из-за уменьшения температуры газа (рис. 4.2). Таким образом существует область давлений, в которой одному значению давления соответствует три решения системы уравнений теплового, ионизационного и гидростатического равновесия с разными n и T . Решение 2 на среднем участке (где давление падает с ростом плотности) неустойчиво от-

носительно малых возмущений и флюктуация с плотностью ниже равновесной будет иметь большее давление, чем равновесное значение, и, значит, будет расширяться до тех пор, пока не достигнет равновесного значения (решение 1). Обратно, флюктуация с плотностью больше равновесной имеет меньшее давление, чем равновесное, и будет сжиматься пока не достигнет равновесного давления при большей плотности (решение 3)⁷. Поэтому межоблачная среда (решение 1) может находиться в динамическом равновесии со средой в облаке газа (решение 3).

4.4. Ионизованный водород и зоны НII

Водород – самый распространенный элемент МЗС. Потенциал ионизации водорода с основного уровня $\chi \approx 13.6 \text{ эВ}$, поэтому водород может быть ионизован только излучением с длиной волны короче предела лаймановского континуума $\lambda(Ly_c) = 912 \text{ \AA}$ ($\nu_c \approx 3.29 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$).

Помимо ионизации фотонами, возможна ионизация электронным ударом. Формально “температура ионизации”, соответствующая энергии 13.6 эВ, очень велика – около 158000 К, однако ионизация водорода становится ощутимой значительно раньше, начиная с температур около 3000 К, и к 10000 К водород практически полностью ионизован. Это связано с тем, что относительная концентрация ионов определяется ионизационным равновесием в плазме, т.е. динамическим балансом процессов ионизации и рекомбинации, а ионизация может производиться электронами с энергией выше средней при данной температуре. Следует иметь в виду, что эффективное сечение столкновения электрона с нейтральным атомом, приводящее к его ионизации, значительно больше, чем эффективное сечение рекомбинации⁸. Необходимые для под-

⁷ Здесь полная аналогия с уравнением Ван-дер-Ваальса для неидеального газа – немонотонная зависимость $P(n)$ объясняет разбиение среды на две фазы, жидкую и газообразную

⁸ Физическая причина этого состоит в том, что “статистический вес” (суммарность возможных состояний) свободного электрона намного выше, чем

держания ионизационного равновесия возбуждение и ионизация атомов осуществляется электронами с энергией $\epsilon \gg kT$, т.е. малой долей высокоэнергичных электронов из “хвоста” максвелловского распределения. Если выполняются условия ЛТР (например, в звездных атмосферах), равновесная степень ионизации ионов определяется по формуле Сахà (см. Приложение).

Области ионизованного водорода (зоны НII) – очень распространенный вид эмиссионных туманностей, возникающих вокруг горячих звезд. В них имеет место практически полная ионизация водорода УФ излучением с $\lambda < 912\text{ \AA}$. Яркие гигантские зоны НII, отлично видимые даже в других галактиках, являются индикаторами зон активного звездообразования, где много молодых горячих звезд высокой светимости ранних спектральных классов. УФ квантов может быть так много, что весь водород в облаке вокруг зоны звездообразования ионизован, так что граница таких зон НII имеет размытый клочкообразный характер, отслеживающий распределение плотности водорода. Но значительно чаще объем зоны НII определяется мощностью УФ излучения центрального источника и резко ограничен. Толщина переходной области порядка $0.1/n_e$ пк, в сотни раз меньше характерных размеров самой туманности. Резкость границы обусловлена лавинообразным характером нарастания оптической толщи для Lyc квантов в переходной области из-за большого эффективного сечения взаимодействия атом–фотон.

Физические условия в зонах НII далеки от термодинамического равновесия, поэтому ионизация элементов рассчитывается на основе условий ионизационного равновесия (из условия баланса фотоионизации и радиационной рекомбинации). Температура зон НII определяется балансом нагрева УФ излучением (при фотоионизации часть энергии фотона $E = h\nu - \chi$ переходит в кинетическую энергию оторванного при фотоионизации электрона, кото-

электронов в связанном состоянии – при прочих равных условиях “найти” свободное место в континууме электрону гораздо легче, чем осуществить обратный переход в состояние с небольшим “статвесом”.

рый при дальнейших соударениях передает эту энергию другим частицам) и охлаждения (преимущественно в запрещенных линиях тяжелых элементов ОII, ОIII, NII). Электроны затрачивают тепловую энергию на возбуждение метастабильных уровней этих элементов, а испускаемый квант выходит из туманности, и тем самым происходит охлаждение. В зависимости от температуры центральной звезды и содержания тяжелых элементов температура зон NII составляет 6000–12000 К.

Радиус стационарной зоны NII R_{NII} определяется равенством числа Ly_c квантов с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, испускаемых центральной звездой (звездами) за единицу времени N_{Ly_c} , числу рекомбинаций водорода за единицу времени на все уровни, выше первого, во всем объеме туманности:

$$\frac{4\pi}{3} R_{\text{NII}}^3 \sum_{i=2}^{\infty} \alpha_i n_e n_p = N_{Ly_c}. \quad (4.10)$$

Здесь α_i – коэффициент спонтанной радиационной рекомбинации на i -й уровень, $n_e \approx n_p$ – концентрация электронов и протонов, соответственно. Рекомбинация на первый (основной) уровень приводит к испусканию нового Ly_c кванта с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, который поглощается внутри туманности, вызывая ионизацию другого атома водорода, т.е. не изменяет число ионизованных атомов по туманности в целом. Она должна быть исключена из баланса, поэтому суммирование начинается с $i = 2$.

Сделаем численную оценку. Число Ly_c квантов, испускаемое звездой с радиусом R_* за единицу времени

$$N_{Ly_c} = 4\pi R_*^2 \int_{3.3 \cdot 10^{15}}^{\infty} \pi F_{\nu} \frac{d\nu}{h\nu},$$

где πF_{ν} – поток излучения с единичной площади поверхности звезды. Тогда для $T_* = 3 \text{ эВ}$ ($\sim 35000 \text{ K}$) и $R_* \simeq 10^{11} \text{ см}$ получаем в виновском приближении

$$N_{Ly_c} \simeq 16\pi^2 \left(\frac{R_*}{c}\right)^2 \left(\frac{kT_*}{h\nu_c}\right)^3 \nu_c^3 e^{-\frac{h\nu_c}{kT_*}} \sim 3 \cdot 10^{42} [\text{кв./с}].$$

При $T \sim 3 \cdot 10^4$ К $\alpha_t = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i \simeq 4 \cdot 10^{-13} [\text{см}^3/\text{с}] / \sqrt{T/10^4}$, $\alpha_1 \simeq 1.55 \cdot 10^{-13} [\text{см}^3/\text{с}] / \sqrt{T/10^4}$, и при $n_e \sim n_p \sim 1 \text{ см}^{-3}$ получаем $R_{\text{НII}} \simeq 3 \cdot 10^{18}$ см. С ростом температуры центральной звезды радиус стационарной зоны НII очень резко возрастает.

Кванты с длиной волны $\lambda < 504 \text{ \AA}$ способны ионизовывать гелий, так что вокруг самых горячих звезд наблюдаются зоны НеII.

4.5. Молекулярные облака, области звездообразования и космические мазеры

Молекулярные облака. Внутри протяженных областейнейтрального водорода НI с характерной концентрацией атомов $n_{\text{НI}} \simeq 10 \text{ см}^{-3}$ со сложной структурой расположены плотные холодные облака молекулярного водорода – гигантские молекулярные облака (ГМО) с массой до $10^5 M_{\odot}$ и характерными размерами до 40 пк. В них сосредоточена основная часть молекулярного газа Н₂ (полная масса молекулярного газа в Галактике около $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$). ГМО – самые массивные гравитационно-связанные объекты в Галактике. Большинство из них сосредоточено в кольце на расстоянии от 4 до 8 кпк от центра Галактики. Они встречаются как в спиральных рукавах, так и (реже) между ними. Облака неоднородны, в них часто наблюдаются холодные уплотнения ($n \sim 100 - 1000 \text{ г/см}^3$, $T \approx 10 \text{ K}$, $l \sim 0.3 - 1 \text{ пк}$). Молекулярные облака меньшей массы образуют плотные глобулы (глобулы Бока), видимые как черные пятна на фоне Млечного Пути или областей НII (например, Конская Голова или Угольный Мешок), с массами до нескольких сотен M_{\odot} . В некоторых из них идет звездообразование.

В молекулярных облаках обнаружены более 100 различных молекул. После Н₂ Наиболее обильна молекула СО. Ее концентрация пропорциональна количеству молекул Н₂: $n(\text{H}_2)/n_{\text{CO}} \approx 10^4$. Наблюдать излучение молекулы Н₂ трудно (у нее нет линий в оптическом или радио диапазонах), а другие молекулы наблюдаются по ИК- и радиоизлучению, в которых молекулярные облака про-

зрачны. Поэтому масса H_2 обычно оценивается по массе CO, измеряемой по радиоизлучению.

Космические мазеры (КМ) – нетепловые источники радиоизлучения, в которых тепловая эмиссия газа в спектральных линиях молекул усиливается за счет преобладания индуцированного излучения над поглощением (ср. с лабораторными лазерами⁹). Мазерные источники отличаются высокой яркостной температурой и высокой степенью поляризации в линиях. Наиболее известные КМ наблюдаются в линиях гидроксила OH ($\lambda = 18$ см, $T_b \sim 10^{13}$ К), воды H_2O ($\lambda = 1.35$ см, $T_b \sim 10^{15} - 10^{16}$ К), моноокиси кремния SiO (2–7 мм, $T_b \sim 10^{10}$ К) и метанола CH_3OH (1.2 см). Мазерные источники обычно ассоциируются либо с областями звездообразования, где они представляют собой скопления маленьких (1–10 а.е.) источников, образующих “гнезда” с размерами $10^{16} - 10^{17}$ см, либо с областями вблизи активных ядер галактик (т.н. мегамазеры). Полная светимость в мазерной конденсации обычно составляет $10^{28} - 10^{31}$ [эрг/с], а в случае мегамазеров может достигать 10^{35} эрг/с. Это означает, что в узком спектральном диапазоне КМ излучают $10^{44} - 10^{51}$ “радиофотонов” в секунду. Концентрация частиц газа в КМ $n = 10^7 - 10^{11}$ см⁻³, массы КМ в областях звездообразования порядка масс планет $10^{27} - 10^{30}$ г (возможно, это протопланетные сгущения). Более слабые КМ встречаются в областях взаимодействия оболочек сверхновых с молекулярными облаками и в околозвездных оболочках вокруг старых звезд поздних спектральных классов (K,M) с сильным истечением вещества.

Для функционирования КМ необходима, как и в случае лабораторных лазеров, инверсная заселенность атомных уровней (отрицательный коэффициент поглощения): $n_2/g_2 > n_1/g_1$, где $g_{1,2}$ – статвеса уровней перехода. Высокая мощность выходящего излучения возникает за счет индуцированных переходов с верхне-

⁹Имеется в виду физическая природа излучения; расхожее представление о лазерах как об узконаправленных пучках когерентного света не соответствует КМ – в них отсутствует искусственно создаваемая в лабораторных условиях высокая степень направленности излучения. КМ излучают вполне изотропно!

го метастабильного уровня “2” на нижний “1”, стимулированных фотонами, которые рождаются в среде за счет тепловой энергии (столкновение атомов, рекомбинация). Индуцированное излучение возникает на той же частоте, с той же фазой и распространяется в ту же сторону, что и вызвавший его фотон. Образно говоря, КМ непрерывного действия представляет собой тепловую машину, перерабатывающую с коэффициентом полезного действия $\eta < 1$ энергию накачки, поступающую от внешнего источника, в энергию мазерного излучения.¹⁰

Накачка и сток энергии в КМ осуществляется либо через радиативные (R) или столкновительные (C) процессы, либо за счет химических процессов. В последнем случае образуется молекула в возбужденном состоянии или же разрушается молекула на нижнем сигнальном уровне в процессе химической реакции. Лабораторный пример такого рода – эксимерные лазеры на неустойчивых соединениях благородных газов He_2 или Xe_2 .

При R-стоке важно, чтобы кванты стока свободно выходили из мазерного источника, иначе возникнет термализация уровней (заселенность уровней будет стремиться к Больцмановскому распределению, как в условиях ЛТР). Для СС-мазера необходимо, чтобы накачка и сток энергии осуществлялись частицами с разными энергиями. Такие неравновесные условия возможны в ударных волнах, где температуры электронов и атомов (молекул) могут значительно отличаться.

¹⁰ Для работы такой тепловой машины необходима как минимум трехуровневая система по схеме $1 \rightarrow 3 \rightarrow "2" \rightarrow "1"$ (накачка на верхний уровень с последующим стоком на верхний (сигнальный) уровень мазерного перехода) или $1 \rightarrow "3" \rightarrow "2" \rightarrow 1$ (накачка на верхний сигнальный уровень мазерного перехода “3” и сток с нижнего сигнального уровня “2” на 1 уровень). В кавычках – номера уровней, переход между которыми рождает мазерное излучение. Отсутствие или ослабление стока энергии с верхнего уровня “3” на верхний сигнальный “2” уровень приведет к уменьшению заселенности верхнего сигнального уровня “2” в первом случае, а отсутствие стока с уровня “2” во втором случае приведет к повышению населенности нижнего сигнального уровня. В обоих случаях инверсная заселенность сигналных уровней быстро исчезнет.

4.6. Космические лучи и синхротронное излучение

Космическими лучами (КЛ) называют заряженные частицы высокой энергии (от 10^8 до $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ), приходящими либо от Солнца ($E < 10^{10}$ эВ) либо из межзвездного пространства. Были открыты австр. физиком Виктором Гессе в 1912 г. По своим физическим свойствам они представляют собой сильно разреженный релятивистский газ, частицы которого не взаимодействуют друг с другом (энергетический спектр КЛ имеет не максвелловский, а степенной характер), но могут сталкиваться с частицами МЗС и взаимодействуют с межзвездным магнитным полем. В КЛ преобладают протоны, но имеются электроны, альфа-частицы и ядра более тяжелых элементов до $Z \sim 30$. Поток вблизи Земли сравнительно мал, около 1 частицы/($\text{см}^2\text{c}$), однако плотность энергии $U_{cr} \sim 1 \text{ эВ}/\text{см}^3$ сравнима с плотностью суммарного ЭМ излучения звезд в Галактике, или с плотностью энергии теплового движения межзвездного газа и кинетической энергии его турбулентных движений, а также с плотностью энергии ($B^2/8\pi$) магнитного поля Галактики. Энергетический спектр КЛ – степенной, нетепловой, имеет несколько характерных изломов, в среднем показатель спектра около 3 ($dN/dE \sim E^{-2.7}$ [кэВ/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ} \cdot \text{стэр}$)]) (см. рис. 4.3). КЛ с энергией $10^{11} - 10^{16}$ эВ приходят с равной вероятностью с любого направления на небе (изотропно). Этот факт интерпретируется как свидетельство их галактического происхождения и удержания КЛ магнитным полем Галактики. Поток КЛ сверхвысоких энергий (выше 10^{18} эВ) крайне мал (около 1 частицы/ $\text{км}^2/100$ лет), однако происхождение КЛ сверхвысоких энергий представляет собой одну из нерешенных проблем современной астрофизики и физики частиц.

КЛ взаимодействуют с протонами и ядрами межзвездного вещества, с излучением, а также с крупномасштабным магнитным полем. Рассмотрим эти три типа взаимодействия подробнее.

Взаимодействие КЛ с веществом осуществляется по каналу сильного взаимодействия. При попадании протона в ядро он взаимодействует с отдельными нуклонами ядра, т.к. длина вол-

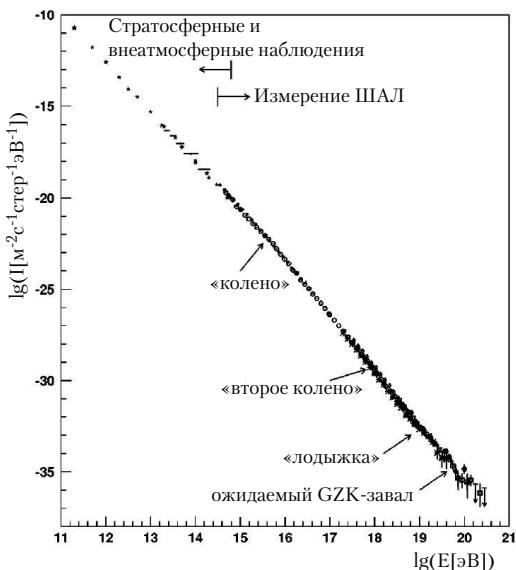


Рис. 4.3. Наблюдаемый энергетический спектр КЛ по данным различных экспериментов имеет степенной характер в диапазоне энергий от 10^{11} до 10^{20} эВ с небольшими изломами вблизи $10^{15.5}$ эВ (“колено”), $10^{17.8}$ эВ (“второе колено”) и 10^{19} эВ (“лодыжка”). Завал в спектре КЛ сверхвысоких энергий из-за взаимодействия с фотонами реликтового излучения (эффект Грайзена–Зацепина–Кузьмина) ожидается вблизи энергии $10^{19.6}$ эВ. Рисунок взят из обзора Nagano M., Watson A.A., Rev. Mod. Phys., 27, p.689 (2000).

ны Де Бройля релятивистского протона с энергией $E = \gamma m_p c^2$, $\lambda_B = \hbar c / E \approx 2 \cdot 10^{-15}$ см много меньше размеров ядра. При рассеянии на нуклонах ядра возникают вторичные нуклоны и заряженные пионы, которые рождаются до тех пор, пока энергия, приходящаяся на одну частицу, не упадет ниже порога рождения пионов (около 1 ГэВ). В результате первоначальная энергия частицы КЛ переходит в энергию пионов, странных частиц, нуклонов и антинуклонов (т.н. процесс пионизации). Возникающие вторичные протоны при столкновениях теряют энергию на ионизацию и тормозятся до полной остановки. Нейтральные пионы распадаются на 2 гамма-кванта $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ за время $\approx 10^{-16}$ с. Заряженные пионы распадаются на мюоны и мюонное нейтрино, нейтрино уходит

из Галактики, а заряженные мюоны распадаются на электроны, позитроны и нейтрино.

Среднее значение энергии гамма-квантов при распаде π^0 составляет около 70 МэВ. Полное значение сечения процесса взаимодействия КЛ с нуклонами, приводящего к фотораспаду нейтральных пионов, порядка геометрического сечения протона или ядра, составляя в среднем $\sigma_\gamma \approx 10^{-26} \text{ см}^2$. Этот процесс дает основной вклад в гамма-излучение Галактики на энергиях выше 100 МэВ. На таких энергиях наблюдаемая яркость диффузного гамма-излучения непосредственно отражает распределение протонов и КЛ в Галактике. Излучение концентрируется к диску Галактики и в направлении на ее центр, указывая таким образом на те области Галактики, где происходят наиболее интенсивные взаимодействия протонов КЛ с ядрами молекулярного водорода.

Взаимодействие КЛ с излучением осуществляется через обратное комптоновское рассеяние и при фоторождении пионов и электрон-позитронных пар. Вселенная заполнена чернотельным реликтовым излучением с температурой $T = 2.73 \text{ К}$ и плотностью энергии $\approx 0.45 \text{ эВ/см}^3$ (удивительным образом совпадающей с галактической плотностью энергии КЛ в околосолнечном пространстве). При движении заряженной релятивистской частицы (протона) с лоренц-фактором γ энергия кванта в системе отсчета протона $\epsilon' \approx \gamma\epsilon$, где ϵ – энергия фотона для покоящегося наблюдателя. Порог образования пионов фотонами составляет около 200 МэВ, поэтому реликтовые фотонны с энергией $\epsilon \simeq 6 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ способны рождать пионы, взаимодействуя с частицами для которых $\gamma \geq 3 \cdot 10^{11}$ (т.е. с частицами с энергией выше $\sim 10^{20} \text{ эВ}$). Более строгое интегрирование по функции Планка и по угловым переменным приводит к уменьшению пороговой энергии до $5 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$. Сечение реакции $\sigma_{p\pi} = 2.5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, поэтому в поле реликтовых фотонов с плотностью частиц $n_\gamma \approx 400 \text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега протона относительно фоторождения пионов $l = 1/(N_\gamma \sigma_{p\pi}) \approx 10^{25} \text{ см} \simeq 3 \text{ Мпк}$ (время свободного пробега $l/c \approx 10^7 \text{ лет}$). Поскольку рождается пийон с энергией $\gamma m_\pi c^2$, поте-

ри энергии при единичном столкновении с реликтовым фотоном составляют долю $m_\pi/m_p \approx 1/10$, а это значит, что после 10 столкновений (за 10^8 лет) такой протон потеряет всю энергию и уйдет под порог реакции. Следовательно, протоны сверхвысоких энергий не могут приходить с расстояний больших, чем 30-50 Мпк (местное сверхскопление галактик). Рождение электрон-позитронных пар имеет на два порядка большее сечение, однако уносимая энергия в $m_\pi/m_e \approx 280$ раз меньше, и в результате процесс торможения быстрого протона за счет фоторождения пар в 6 раз менее эффективен, чем за счет фоторождения пионов. Эффект обрезания спектра КЛ сверхвысоких энергий в поле реликтовых фотонов носит названия эффекта *Грейнера–Зацепина–Кузьмина*, по имени авторов, указавших на его важность в середине 60-х гг.

Взаимодействие КЛ с магнитным полем. На движущуюся заряженную частицу в магнитном поле действует сила Лоренца, поэтому в общем случае частица будет двигаться по винтовой траектории. В однородном магнитном поле с индукцией (напряженностью) B ее радиус (гиrorадиус, или ларморовский радиус) определяется напряженностью поля и импульсом частицы p . Для релятивистских частиц энергия и импульс связаны соотношением $E = pc$, и гиорадиус для частицы с зарядом Z

$$r_g = \frac{E}{ZeB} \approx 3 \cdot 10^{13} [\text{см}] \frac{1}{Z} \left(\frac{E}{10 \text{ГэВ}} \right) \left(\frac{B}{10^{-6} \text{Гс}} \right)^{-1}, \quad (4.11)$$

т.е. порядка нескольких астрономических единиц для характерного значения энергии частицы и напряженности крупномасштабного магнитного поля Галактики. При характерных масштабах в парсеки и килопарсеки, рассматриваемых в астрофизических задачах, это означает, что движение частиц таких энергий можно считать происходящим вдоль направления поля (винтовая траектория частицы “наматывается” на силовую линию магнитного поля).

В запутанном магнитном поле траектория отдельной частицы КЛ похожа на броуновское блуждание, поэтому говорят о диффузионном распространении космических лучей в Галактике. Одна-

ко для КЛ с энергиями $> 10^{17}$ эВ ларморовский радиус превосходит характерные размеры Галактики (10 кпк). Эти частицы “не чувствуют” магнитное поле Галактики (а внегалактическое крупномасштабное магнитное поле намного слабее галактического), и движутся практически по прямой траектории от источника.

Синхротронное излучение. Наиболее существенно присутствие магнитного поля оказывается на электронной компоненте КЛ. При движении релятивистского электрона в магнитном поле возникает *синхротронное излучение*. В отличие от нерелятивистского электрона, магнитотормозное излучение которого происходит на нерелятивистской гирочастоте $\omega_g = eB/(m_e c)$, один релятивистский электрон с энергией $E = \gamma m_e c^2$ излучает на многих частотах. Это можно понять из следующих качественных рассуждений. Из-за эффекта релятивистской аберрации излучение релятивистского электрона сосредоточено в узком конусе с углом раствора $\theta \sim 1/\gamma$ вокруг вектора мгновенной скорости. За один оборот электрона вокруг силовой линии с релятивистской гирочастотой ω_g/γ (ср. формулу (4.11)) наблюдатель увидит короткий импульс излучения длительностью $\Delta t \sim (\gamma/\omega_g)(1/\gamma)(1 - v/c)$. Здесь фактор $(1/\gamma)$ возникает из-за того, что наблюдатель видит излучение электрона только когда попадает в конус его излучения, а фактор $(1 - v/c)$ (v – скорость движения электрона) учитывает уменьшение интервала времени света от начала попадания наблюдателя в конус излучения электрона до момента выхода из него (эффект Доплера). При $v \approx c$ имеем $1 - v/c = (1 - (v/c)^2)/(1 + v/c) \simeq 1/2\gamma^2$, поэтому $\Delta t \sim (\gamma^2 \omega_g)^{-1}$. Из-за импульсного характера принимаемого излучения его фурье-спектр содержит большой набор гармоник, так что формируется непрерывный спектр, являющийся функцией только отношения ω/ω_c . Максимум спектра находится вблизи частоты

$$\nu_c \sim 1/(\Delta t) \approx \nu_g \gamma^2 = \frac{\gamma^3 v}{2\pi r_g}, \quad (4.12)$$

где v – скорость движения электрона по орбите с радиусом кри-

визны r_g . Отметим, что r_g можно считать мгновенным радиусом кривизны траектории, и для релятивистского электрона с большим лоренц-фактором γ , движущемся практически вдоль силовой линии магнитного поля с околосветовой скоростью, возникает т.н. *изгибное излучение*, связанное с собственной крупномасштабной кривизной силовой линии R . Максимум в спектре изгибного излучения одного электрона приходится на частоту $\sim \gamma^3 c/R$. Это излучение особенно важно при движении релятивистских заряженных частиц в магнитосферах пульсаров – нейтронных звезд с сильным магнитным полем около 10^{12} Гс вблизи поверхности.

Синхротронное излучение – это проявление общего закона электродинамики, согласно которому любая ускоренно (замедленно) движущаяся заряженная частица рождает электромагнитные волны. Мощность синхротронного излучения одной частицы зависит от ускорения \vec{F}/m , сообщаемого ей полем. Поскольку протоны имеют массу на 3 порядка большую, чем электроны, их вклад в общее синхротронное излучение КЛ, как правило, пренебрежим.

Расчет показывает, что потери энергии релятивистского электрона на синхротронное излучение пропорциональны квадрату энергии (лоренц-фактору) частицы и плотности энергии магнитного поля $U_m = B^2/(8\pi)$:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_m, \quad (4.13)$$

где σ_T – томсоновское сечение. Отметим сходство (вплоть до численного коэффициента) синхротронных (4.13) и комптоновских потерь (4.8) энергии релятивистским электроном. Это связано с тем, что в обоих случаях частица ускоряется электромагнитным полем – неважно, в постоянном магнитном поле или в суммарном поле отдельных фотонов. В формулы для некогерентного излучения входят квадраты амплитуды поля, поэтому складываются именно энергии.

Время торможения электрона в магнитном поле из-за синхротронных потерь

$$\tau_s \equiv \frac{E}{(dE/dt)_s} \approx 3 \cdot 10^{12} [\text{лет}] \frac{1}{\gamma} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{Гс}} \right)^{-2}, \quad (4.14)$$

и для электронной компоненты КЛ с энергией 10^{11} эВ оказывается около 10^5 лет, что значительно меньше времени, требуемого для ухода из Галактики. Это означает, что электроны КЛ с такими энергиями имеют галактическое происхождение.

При степенных распределениях релятивистских электронов по энергиям $dN/dE \sim E^{-\delta}$, часто встречающихся в астрофизических условиях, суммарный спектр синхротронного изучения также имеет степенной вид:

$$I(\nu) \propto \nu^{-(\delta-1)/2}. \quad (4.15)$$

Другая характерная особенность синхротронного излучения – высокая степень линейной поляризации, в однородном магнитном поле достигающая $\Pi = (\delta+1)/(\delta+7/3)$. Направление линейной поляризации перпендикулярно проекции вектора напряженности магнитного поля B на картинную плоскость.

4.6.1. Проблема происхождения и ускорения КЛ сверхвысоких энергий

КЛ должны, очевидно, ускоряться каким-либо нетепловым механизмом, т.к. температура даже в центрах самых массивных звезд не превышает нескольких десятков кэВ. По современным представлениям, наиболее вероятным механизмом ускорения электронной и протонной компоненты КЛ до высоких энергий является статистическое ускорение частиц на фронтах ударных волн, порожденных вспышками сверхновых в МЗС или выбросом вещества из активных ядер галактик. Суть этого механизма (предложенного Э. Ферми) состоит в том, что при многократных столкновениях частицы с массивными облаками (точнее, при отражении заряженной частицы от “магнитных зеркал”, связанных с локальным увеличением магнитного поля), движущимися с относительной скоро-

стью $V \ll c$, энергия частицы после многих столкновений в среднем возрастает на величину $(\Delta E/E)_2 \approx 4(V/c)^2$ (т.н. ускорение Ферми 2-го рода). В результате многих столкновений формируется степенной спектр распределения частиц по энергиям. Механизм особенно эффективен в случае только лобовых столкновений, т.к. при каждом столкновении относительное увеличение энергии частицы $(\Delta E/E)_1 \sim V/c \gg (\Delta E/E)_2$ (ускорение Ферми 1-го рода).¹¹ Ускорение Ферми первого рода может происходить при многократном пересечении частицей фронта ударной волны из-за рассеяния на неоднородностях магнитного поля перед и за фронтом ударной волны. Этот механизм ускорения КЛ на сильных ударных волнах подтверждается прямыми наблюдениями ТэВ-ногого нетеплового излучения от остатков сверхновых черенковскими телескопами H.E.S.S. в Намибии (2004).

Другой механизм ускорения – электромагнитный, когда заряженная частица ускоряется в электрическом поле. Статические электрические поля невозможны в плазме из-за ее высокой электропроводности – всякое отклонение от электронейтральности в плазме вызывает ток, экранирующий поле. Однако в нестационарных электромагнитных полях ускорение частиц возможно до очень высоких энергий. Например, в магнитосферах пульсаров магнитные поля достигают 10^{12} Гс у поверхности. Даже при минимально возможных периодах вращения нейтронных звезд $P = 10^{-3}$ с размер волновой зоны, в которой может происходить ускорение заряженных частиц, порядка $L = cP/2\pi \sim 100$ км. У основания волновой зоны электрическое поле, вызванное максимальным быстро изменяющимся магнитным полем, находится из урав-

¹¹ Из закона сохранения энергий-импульса следует, что при каждом столкновении частицы, движущейся со скоростью v , с бесконечно массивным “зеркалом”, движущимся со скоростью V параллельно v , относительное увеличение энергии частицы $\Delta E/E = 2\gamma_3(V/c)((V/c) \pm v/c)$, где $\gamma_3 = 1/\sqrt{1 - (V/c)^2}$ – лоренц-фактор “зеркала”, знак плюс соответствует столкновениям “в лоб”, а минус – “вдогонку”. При ускорении 2-го рода линейный член $\sim V/c$ компенсируется столкновениями “в лоб” и “вдогонку”; при ускорении 1-го рода столкновений “вдогонку” нет, поэтому $\Delta E/E \sim V/c$

нения Максвелла $\text{rot} \vec{E} = 1/c(\partial \vec{B}/\partial t)$ и оказывается порядка напряженности магнитного поля: $E \sim (L/c)B/(L/c) \sim B$. Заряженная частица может приобретать внутри волновой зоны энергию $E_{max} = \int eEdx \sim eBL \approx 3 \cdot 10^{19}$ эВ для типичного значения поля у поверхности быстро вращающейся нейтронной звезды 10^{10} Гс. Таким образом, в принципе проблемы с возможностью ускорения частиц до очень высоких энергий не возникает. Однако как показывают эксперименты, спектр КЛ сверхвысоких энергий не испытывает ожидаемого “завала” на энергиях $5 \cdot 10^{19}$ эВ (что ограничивает область, из которой приходят столь энергичные КЛ, размером Местного Сверхскопления), при этом наблюдаемые КЛ на этих энергиях приходят изотропно со всех направлений (нет концентрации к плоскости Галактики и к ее центру) и достоверно не ассоциируются ни с одним из известных астрономических объектов внутри этой достаточно хорошо изученной области. Поэтому проблема происхождения КЛ с энергией выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ остается одной из нерешенных в современной астрофизике космических лучей.

4.7. Другие методы диагностики космической плазмы

Мера дисперсии. Плотность электронной компоненты ионизованной межзвездной среды может быть определена по запаздыванию импульсов радиоизлучения пульсаров на разных частотах (мера дисперсии), которое возникает из-за конечного показателя преломления межзвездной среды, содержащей заряженные частицы. Показатель преломления для радиоволн с частотой ω в плазме с концентрацией электронов n_e равен

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < 1, \quad (4.16)$$

где плазменная (ленгмюровская) частота свободных колебаний электронов в поле ионов

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \approx 5.64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}. \quad (4.17)$$

Фазовая скорость распространения электромагнитной волны с частотой ω есть $v_\phi = c/n$ ($-$ скорость света), а групповая скорость $-v_g = cn$. Излучение пульсаров немонохроматическое, значит на разных частотах время прихода импульсов с расстояния l будет различным: $t = \frac{l}{v_g} = \frac{l}{cn} \simeq \frac{l}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right)$, откуда время запаздывания низкочастотного сигнала в однородной среде

$$\Delta t(\omega) = \frac{1}{2} \frac{l}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{2\pi e^2}{m_e c} \frac{n_e l}{\omega^2}, \quad (4.18)$$

т.е. при данном значении ω пропорционально величине меры дисперсии – интегралу от электронной концентрации вдоль луча зрения:

$$DM = \int n_e dl. \quad (4.19)$$

Обычно для пульсаров $10 < DM < 500$ пк/см³. В общем случае

$$\Delta t_{1,2} = \int \left(\frac{dl}{v_g(\omega_1)} - \frac{dl}{v_g(\omega_2)} \right) \approx 4.6[\text{мкс}] (\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \times DM, \quad (4.20)$$

где длина волны выражена в см. Усредненная по лучу зрения плотность электронной компоненты межзвездного газа сильно зависит от направления в Галактике. Ее среднее значение в плоскости Галактики около 0.03 частиц в 1 см³.

Мера вращения. Если в плазме есть магнитное поле, то при распространении плоской монохроматической волны наблюдается поворот плоскости поляризации (фараадеевское вращение). Эффект быстро увеличивается с длиной волны. Напомним, что линейную поляризацию можно представить как сумму двух противоположных круговых поляризаций. Показатель преломления для

замагниченной среды зависит от знака круговой поляризации и определяется выражением

$$n_{\pm} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_H \cos \theta)}}, \quad (4.21)$$

где ω_p – ленгмюровская частота плазмы (4.17), $\omega_H = eH/m_e c$ – ларморовская частота вращения электрона в магнитном поле H , знак “+” соответствует обыкновенной волне (электрический вектор вращается по часовой стрелке, если смотреть вдоль волнового вектора), знак “–” соответствует необыкновенной волне (вращение электрического вектора против часовой стрелки), θ – угол между вектором напряженности поля H и волновым вектором. Фазовая скорость $v_{\phi\pm} = c/n_{\pm}$, а угол поворота вектора поляризации каждой волны при прохождении расстояния l равен $\phi_{\pm} = l\omega/v_{\phi\pm} = l\omega n_{\pm}/c$, откуда угол поворота плоскости линейной поляризации $\psi = \Delta\phi/2$. Подставляя n_{\pm} из (4.21) с учетом малости ω_H/ω и ω_p/ω , находим:

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2 \omega_H l \cos \theta}{c \omega^2} = \lambda^2 \text{RM}, \quad (4.22)$$

где мера вращения

$$\begin{aligned} \text{RM} &= \frac{e^2}{2\pi(m_e c)^2} \int_O^L n_e B_{\parallel} dl \approx \\ &\approx 0.81 [\text{рад/м}^2] \cdot \left(\frac{n_e}{\text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{10^{-6} \text{Гц}} \right) \left(\frac{L}{\text{пк}} \right). \end{aligned} \quad (4.23)$$

По измерениям меры вращения делаются оценки компонента магнитного поля, параллельного лучу зрения. Меру вращения находят, измеряя изменение угла линейной поляризации принимаемого радиоизлучения с длиной волны. При известном распределении n_e (например, найденного по мере дисперсии пульсаров) оценивают величину магнитного поля Галактики. Величина RM для внегалактических источников лежит в пределах $\approx \pm 150 \text{ рад/м}^2$. Метод

определения B_{\parallel} , использующий меру вращения, позволяет оценивать не только величину, но и направление магнитного поля (от наблюдателя или по направлению к нему).

Галактическое магнитное поле проявляется также при наблюдениях межзвездной поляризации света. Линейная поляризация до 10% была открыта в конце 1950х – начале 1960х гг в широком диапазоне длин волн. Поляризация вызвана межзвездной пылью. Пылинки имеют несферическую форму и ориентируются вдоль силовых линий магнитного поля. Линейная поляризация возникает при анизотропном рассеянии света звезд на таких ориентированных пылинках.

Измерения показали, что в нашей и других галактиках магнитное поле имеет два компонента, сопоставимых по величине (несколько микрогаусс): регулярный (поле направлено преимущественно вдоль спиральных рукавов) и хаотический с характерным масштабом изменения направления поля в несколько сотен парсек.

4.8. Задачи

1. Получить формулу, описывающую форму спектра синхротронного излучения (4.15), считая, что спектр излучения электрона с энергией E имеет узкий пик вблизи частоты $\nu \sim \gamma^2 \nu_g$, где $\nu_g = eB/(2\pi m_e c)$ – гирочастота в магнитном поле B , а распределение электронов по энергиям степенное: $N(E)dE \sim E^{-p}$.

Решение. Мощность излучения J_{ν} в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$: $J_{\nu}d\nu = -(dE/dt)N(E)dE$, где потери энергии одного электрона на синхротронное излучение $-dE/dt \sim \gamma^2 B^2$, $E = \gamma m_e c^2$. Лоренц-фактор записываем через частоту излучения: $\gamma \sim (\nu/\nu_g)^{1/2} \sim (\nu/B)^{1/2}$, тогда $dE \sim (\nu B)^{-1/2} d\nu$. Опуская константы, имеем: $J_{\nu}d\nu \sim (\nu B) \left(\frac{\nu}{B}\right)^{-p/2} (\nu B)^{-1/2} d\nu$ и окончательно

$$J_{\nu} \sim B^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2},$$

что и требовалось доказать.

2. Пусть в результате столкновения (рассеяния) частица с энергией E_0 с вероятностью p приобретает энергию $E = \beta E_0$. Показать,

что в результате многих рассеяний при этом сформируется степенное (а не максвелловское) распределение частиц по энергиям.

Решение. После k столкновений будем иметь $N_k = p^k N_0$ частиц с энергией $E = \beta^k E_0$. Исключая k , получаем $\ln(N/N_0)/\ln(E/E_0) = \ln p / \ln \beta$, откуда

$$N/N_0 = (E/E_0)^{\ln p / \ln \beta}$$

На самом деле здесь получена доля частиц с энергией $\geq E$, так как некоторые частицы, набравшие энергию E , приобретают еще большие энергии. Поэтому можно записать

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{\frac{\ln p}{\ln \beta - 1}}.$$

Эти рассуждения объясняют, почему в результате механизма Ферми формируются нетепловые (степенные) распределения частиц по энергиям. Например, для конкретной ситуации ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн (механизм Ферми первого рода) можно показать, что $\ln \bar{p} / \ln \bar{\beta} = -1$ и $dN/dE \propto E^{-2}$, что близко к наблюдаемому показателю спектра космических лучей. Эти же рассуждения можно применить к процессу многократного рассеяния мягких фотонов на релятивистских электронах (обратный комптон-эффект). При этом высокочастотная часть теплового спектра трансформируется в степенной (нетепловой) спектр (т.н. процесс комптонизации теплового излучения). Такие спектры часто наблюдаются в жестких источниках рентгеновского излучения (тесные двойные системы с нейтронными звездами и черными дырами, ядра активных галактик и квазары и т.д.).

Глава 5.

Звезды

5.1. Общие характеристики

Звезды – массивные плазменные шары, находящиеся в равновесном состоянии; в большинстве случаев источником их тепловой энергии являются происходящие в их недрах термоядерные реакции. По своему физическому состоянию звезды можно разделить на *нормальные*, состоящие из невырожденного вещества (идеального газа), в недрах которых идут термоядерные реакции синтеза, и *вырожденные* (белые карлики, нейтронные звезды), равновесие которых поддерживается давлением квантово-механически 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 $\sim 10^{11}$.

Начнем с нормальных звезд. По своим свойствам они могут сильно отличаться друг от друга, однако основными характеристиками звезд, определяющими их строение и эволюцию, являются всего три параметра: 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 до $\sim 50 \div 100 M_{\odot}$, причем чем больше масса звезд, тем реже они встречаются. Ниж-

ний предел связан с невозможностью протекания термоядерных реакций синтеза при меньших значениях массы, верхний – с определяющей ролью давления излучения в очень массивных звездах и с развитием пульсационных неустойчивостей, действие которых может сбросить избыток массы. При больших массах светимость звезды достигает Эддингтоновский предел $L_{Edd} \sim 10^{38}(M/M_\odot)$ [эрг/с], стационарных звезд с более высокой светимостью нет.

Химический состав звезд (главным образом, содержание металлов) определяет коэффициент поглощения вещества звезды, что сказывается на всех ее параметрах (радиусе, центральной температуре и скорости протекания ядерных реакций). По своему химсоставу звезды делятся на два больших класса (населения). К *населению I* относятся звезды бедные тяжелыми элементами (содержание элементов тяжелее гелия 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, входящие в состав старых *шаровых скоплений*. К *населению II* относят звезды с хим. составом, близким к солнечному (на долю элементов тяжелее гелия приходится около 2% по массе). Это звезды дисковой составляющей нашей и других спиральных галактик и входящие в состав молодых *рассеянных скоплений*. 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 предшествующих вспышек сверхновых. Наше Солнце принадлежит к населению II 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. Спектр выходящего излучения из атмосферы звезды зависит от физиче-

5.1. Общие характеристики

125

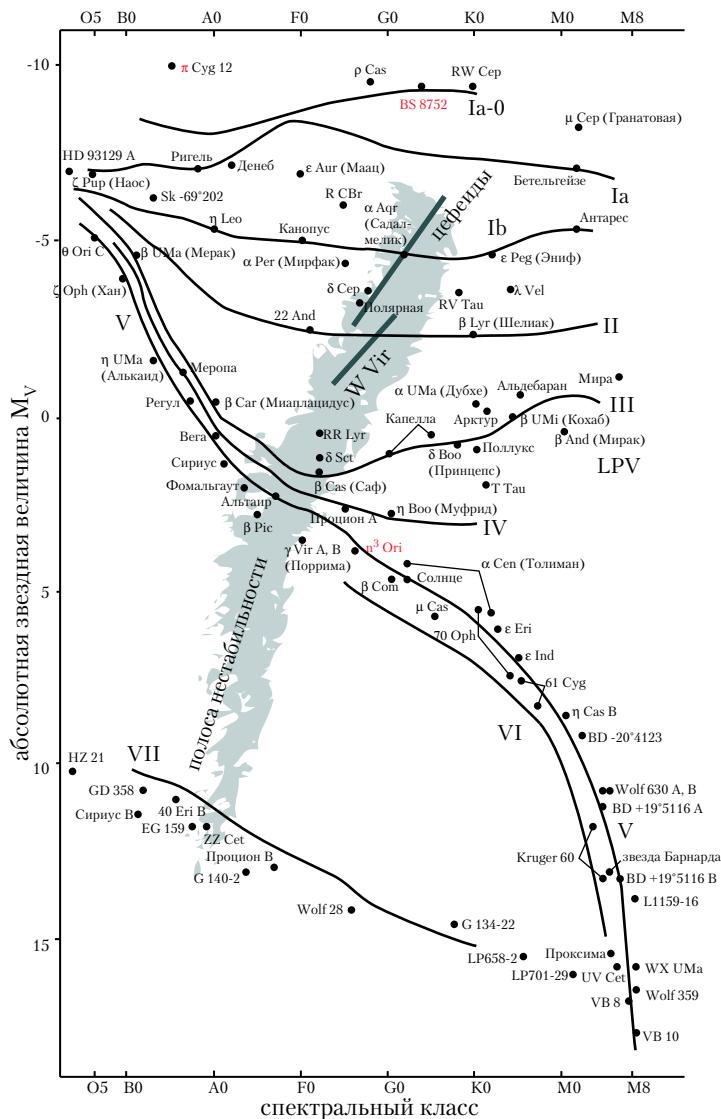


Рис. 5.1. Диаграмма Герцшпренга–Рессела для звезд в окрестности 25 пк от Солнца. Подробнее см. текст.

ского состояния плазмы и ее химического состава (через коэффициенты излучения и поглощения). По своим спектральным свой-

ствам звезды подразделяются на спектральные классы, обозначаемые буквами O, B, A, F, G, K, M, L (основные спектральные классы) в порядке убывания эффективной температуры от ~ 30000 К до ~ 2000 К. Одному и тому же спектральному классу могут соответствовать звезды разных радиусов. Удобным графическим представлением состояния звезды оказалась введенная в начале XX века диаграмма цвет–светимость (или светимость–эффективная температура), называемая *диаграммой Герцшпрунга–Рассела*(ГР) (Hertzsprung–Russell) (см. рис. 5.1). На этой диаграмме наиболее отчетливо прослеживается *главная последовательность* (V), видны ветви гигантов (II, III) и сверхгигантов (Ia, Ib), а также ветви субкарликов (VI) и белых карликов (VII). Звезды главной последовательности наиболее многочисленные, т.к. это звезды, в недрах которых идет термоядерное горение водорода. Это самая продолжительная стадия эволюции звезды. Последующие эволюционные стадии вплоть до образования компактного остатка по длительности составляют около 10% времени жизни звезды на главной последовательности.

Возраст звезд – оценивается теоретически, чаще всего по положению на диаграмме ГР, 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 10–13 млрд. лет. Возраст старых звезд из-за их медленной эволюции оценивается с большой ошибкой (несколько млрд. лет). Возраст Солнца считается равным примерно 5 млрд. лет.

Масса, хим. состав и возраст определяют положение звезды на диаграмме ГР, а, следовательно, и такие характеристики звезд как эффективная температура T_{eff} и размер R . Последний определяется либо с использованием закона Стефана–Больцмана ($L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, где L – болометрическая светимость звезды), либо на основании прямых интерферометрических измерений угловых размеров (только для близких звезд). Интервал значений размеров звезд фантастически велик – от величины порядка 10–20 км для

нейтронных звезд до размеров, сопоставимых с размерами всей Солнечной планетной системы для красных сверхгигантов.

Эволюция звезд после главной последовательности. 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 происходит во все возрастающем темпе. Для звезд с начальной массой $M < 8 - 10M_{\odot}$ эволюция заканчивается образованием белого карлика. При этом звезда находится на самом верху ветви гигантов. Образование белого карлика сопровождается относительно медленным истечением оболочки в окружающую среду. Сброшенная оболочка красного гиганта часто наблюдается в виде *планетарной туманности* вокруг горячего ядра, впоследствии остывающего и образующего белый карлик. Более массивные звезды взрываются как сверхновые также находясь на стадии красного сверхгиганта. В зависимости от химического состава вспышка сверхновой может произойти еще на стадии голубого сверхгиганта, как в случае со сверхновой 1987а в Большом Магеллановом Облаке. В результате вспышек сверхновых образуются сверхплотные нейтронные звезды или черные дыры. Масса нейтронной звезды не превышает $3 M_{\odot}$. Более подробно эволюция звезд разных масс рассматривается в главе 6.

5.2. Образование звезд

5.2.1. Гравитационная неустойчивость

Звезды образуются в результате гравитационной (джинсовской) неустойчивости в холодных плотных молекулярных областях. Рассмотрим эту неустойчивость подробнее. Проанализиро-

вав линеаризованную систему уравнений газодинамики для идеального газа, описывающую рост малых возмущений вида $\rho(t) = A \exp\{i(\omega t + \kappa r)\}$, Джинс (1902) впервые показал, что изначально однородная гравитирующая среда с плотностью ρ_0 неустойчива по отношению к малым линейным возмущениям плотности с характерным масштабом, превышающим $\lambda_J \approx c_s / \sqrt{\pi/G\rho_0}$. Здесь $c_s = \sqrt{dP/d\rho} = \sqrt{\gamma RT/\mu G\rho_0}$ – скорость звука в среде с молекулярным весом μ , температурой T и показателем адиабаты γ . В масштабах меньших джинсовской длины волны λ_J возмущения представляют собой акустические колебания. Скорость роста возмущений плотности определяется только начальной плотностью среды и не зависит от масштаба возмущения: $\delta\rho/\rho_0 \sim e^{\omega t}$, $\omega \simeq \sqrt{G\rho_0}$.

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

Рассмотрим **условие фрагментации** сжимающегося облака. Пусть идеальный газ сжимается адиабатически. Отношение теплоемкостей $\gamma = C_p/C_v$. Уравнение состояния можно записать в виде $P = K\rho^\gamma$. Джинсовская масса $M_J \sim \rho\lambda_J^3 \sim T^{3/2}\rho^{-1/2}$. Из уравнения состояния $T \sim \rho^{\gamma-1}$, откуда следует, что $M_J \sim \rho^{(3/2)\gamma-2}$. Условие устойчивости относительно фрагментации при росте плотности есть $dM_J/d\rho > 0$, т.е. $\gamma > 4/3$. Так, идеальный одноатомный газ с $\gamma = 5/3$ устойчив относительно джинсовской фрагментации при адиабатическом сжатии, а при изотермическом сжатии ($\gamma = 1$) фрагментация может происходить.

Реально можно ожидать $\gamma \approx 1$, поскольку время ухода энергии из облака меньше времени сжатия, поэтому фрагментация действительно должна иметь место при формировании звезд. Но эта идеализированная картина усложняется тем, что в ней не учтена первоначальная неоднородность среды, ее вращение и замагниченность (см. ниже). В сжимающемся газовом облаке, которое

эволюционирует в одиночную звезду, формируется более плотное и быстро сжимающееся ядро, окруженное протяженной более разреженной (но также неоднородной и сжимающейся) оболочкой.

До тех пор, пока центральная температура и плотность недостаточны для начала термоядерных реакций синтеза, при сжатии происходит выделение гравитационной энергии, около половины которой, в соответствии с теоремой вириала, идет на увеличение тепловой энергии, а остальная часть уходит в виде излучения. Эта фаза эволюции называется стадией молодой звезды. Сжатие молодой звезды останавливается с началом термоядерных реакций превращения водорода в гелий, когда звезда оказывается на главной последовательности диаграммы ГР.

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 $M_{H_2} \sim 10^9 M_\odot$, то темп звездообразования составил бы $10^9/10^6 = 10^3 M_\odot$ в год. Однако наблюдаемое значение темпа звездообразования в Галактике – несколько M_\odot в год. Это замедление звездообразования обусловлено факторами, препятствующими сжатию, и прежде всего вращением газа и магнитным полем (из-за вмороженности поля в космическую плазму). С другой стороны, сжатию газа способствуют ударные волны при расширении остатков сверхновых, спиральные волны плотности и звездный ветер от горячих ОВ-звезд; при этих процессах возрастает плотность газа, а более высокая плотность способствует его более быстрому остыванию.

5.2.2. Влияние вращения на сжатие

В простейшем случае, однородное вращающееся облако может сжиматься по всем направлениям только до определенного радиуса, зависящего от углового момента. Если обозначить α_{rot} отношение энергии вращения к гравитационной энергии

$$\alpha_{rot} \sim \frac{MV^2}{GM^2/R} \sim \frac{J^2}{GM^3R},$$

где V – скорость на экваторе вращения, $J = I\Omega \sim MRV$ – угловой момент, то условием сжатия можно считать $\alpha_{rot} < 1$.

При сохранении J с уменьшением R отношение α_{rot} растет, пока на экваторе не будет достигнуто центробежное равновесие $V^2/R = GM/R^2$. После этого экваториальное сжатие останавливается, и облако может продолжить сжатие только вдоль малой оси. При этом плотность облака возрастает в процессе сплющивания – до его фрагментации на отдельные фрагменты, обращающиеся вокруг центра масс. Поскольку большая часть углового момента при этом перейдет к орбитальному движению, возникшие фрагменты окажутся далекими от центробежного равновесия, и сами могут испытывать трехмерное сжатие, пока рост α_{rot} вновь не остановит сжатие (если к этому времени не произойдет уменьшение момента вращения, например, из-за передачи момента окружающей среде через магнитное поле).

Учет неоднородности облака, растущей в процессе сжатия, усложняет картину. Как показали модельные расчеты, сжатие облака как целого возможно лишь при медленном вращении. При приближении α_{rot} к единице облако перестает вращаться с постоянной угловой скоростью, и максимум плотности внутри облака оказывается на определенном расстоянии от оси вращения. Возникает широкое кольцо, которое дробится на сжимающиеся фрагменты.

5.2.3. Влияние магнитного поля на сжатие

При условии вмопожности в плазму магнитное поле может препятствовать сжатию. Пусть α_B – отношение энергии поля к гравитационной Энергии облака:

$$\alpha_B \approx \frac{2}{8\pi} \frac{4}{3} \pi R^3 \left(\frac{3/5GM^2}{R} \right)^{-1} \sim \frac{\Phi M^2}{R},$$

где $\Phi \sim BR^2$ – магнитный поток.

Условием сжатия является $\alpha_B < 1$. При $\alpha_B = 1$ имеем: $\Phi \sim M$. Поэтому если Φ сохраняется, то и критическое значение массы будет сохраняться. Это означает, что поле либо позволяет неогра-

ниченное сжатие, либо не позволяет никакого. Для типичных значений магнитной индукции в облаках критическое значение массы составляет тысячи и десятки тысяч масс Солнца. Таким образом, поле препятствует рождению одиночных звезд, но не препятствует сжатию массы порядка массы звездного скопления. Поле будет препятствовать и фрагментации – пока не уменьшится магнитный поток. Поток Φ может уменьшиться за счет конечной проводимости среды благодаря процессу, получившему название амбиполярной диффузии. Поле “цепляется” только за заряженные частицы облака (редкие ионы и свободные электроны), и в процессе сжатия облака они будут медленно “просачиваться” сквозь нейтральную среду, составляющую основную массу облака. Связь магнитного поля с нейтральными атомами осуществляется через столкновения атомов с ионами.

Как показывают расчеты, характерное время диффузии неоднородного магнитного поля из межзвездного облака за счет этого процесса оказывается порядка

$$t_d \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ лет} (n_i/n_H),$$

где n_i и n_H концентрации ионов и атомов водорода. Расчеты показывают, что космические лучи и распад радиоактивных ядер поддерживают концентрацию ионов на уровне $\sim 10^{-7}$, так что время диффузии магнитного поля в ядрах молекулярных облаков составляет несколько миллионов лет, что по порядку величины сравнимо с временем свободного падения. Если облако поддерживается в гидростатическом равновесии (например, при турбулентном движении газа или вращением), то уменьшение магнитного потока в облаке из-за дрейфа ионов может стать весьма заметным. На микроскопическом уровне уменьшение потока магнитного поля связано с эффективным усилением диссипации поля из-за столкновений ионов с нейтральными атомами, которые уменьшают проводимость космической плазмы.

5.3. Молодые звезды

Качественно проследим, как происходит сжатие молекулярного облака, размер которого удовлетворяет критерию неустойчивости Джинса.

Рассмотрим сферическое облако идеального газа с массой M . Тепловая энергия облака $Q \approx M/\mu RT$, гравитационная энергия $U \approx -GM^2/R$. Сжатие начнется, если полная энергия облака станет отрицательной, $E = Q + U < 0$, т.е. если радиус облака удовлетворяет неравенству

$$R < \frac{\mu GM}{\mathcal{R}T} \simeq \frac{0.1 \text{ пк}}{T} \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (5.1)$$

Отсюда следует, что при минимально возможной температуре межзвездной среды 3 К (всегда есть нагрев реликтовым излучением!) размер облака достаточно большой, и даже при $T \sim 100$ К составляет сотни астрономических единиц.

Контракционная фаза. Облако начинает сжиматься в шкале свободного падения $1/\sqrt{G\rho}$, поскольку хорошая прозрачность нейтрального вещества для фотонов позволяет сжатию происходить практически в изотермическом режиме ($\gamma = 1$), поэтому тепловое давление не препятствует сжатию. В процессе сжатия облако фрагментирует. Подставляя радиус из (5.1), находим время свободного сжатия как функцию температуры:

$$t_f \simeq \left(\frac{\mu}{\mathcal{R}T} \right)^{3/2} GM \sim 6 \cdot 10^7 \text{ лет} \left(\frac{\mu}{T} \right)^{3/2} \frac{M}{M_\odot}. \quad (5.2)$$

Пока вещество имеет низкую плотность и нейтрально (не является плазмой), оно прозрачно для излучения и рождающиеся фотоны низких энергий свободно выходят из облака, унося часть выделяемой энергии. По мере роста плотности время свободного падения укорачивается, но рост плотности ведет к росту непрозрачности (в основном из-за поглощения ИК-фотонов пылью и молекулами), поэтому изотермическое сжатие постепенно сменяется на адиабатическое ($\gamma \rightarrow 5/3$), и облако приходит в равновесное состояние, устойчивое к фрагментации.

Несложно оценить радиус, до которого может сжаться облако с данной массой, пока оно не станет ионизованным, из условия затраты выделяемой гравитационной энергии на диссоциацию молекул и ионизацию вещества. Пусть вещество изначально состоит из молекулярного водорода. На диссоциацию одной молекулы H_2 затрачивается $7 \cdot 10^{-12}$ эрг (~ 4 эВ), на ионизацию каждого атома водорода требуется еще 13.6 эВ ($22 \cdot 10^{-12}$ эрг), то есть для превращения 1 г вещества в плазму нужно затратить $I \approx 1.5 \cdot 10^{13}$ эрг. Присутствие гелия повышает эту оценку почти в 2 раза из-за затрат на ионизацию атомов гелия. Можно считать, что сжатие начинается из состояния с нулевой потенциальной энергией. Тогда из условия $\Delta E_g \simeq (3/5)GM^2/R \sim IM$ находим радиус “непрозрачной” протозвезды

$$R \sim GM/I \simeq 80R_\odot \left(\frac{M}{M_\odot} \right).$$

Заметим, что в процессах диссоциации и ионизации энергия затрачивается на разрыв молекулярных связей или отрыв электронов от атомов (фазовый переход 1 рода), а значит при адиабатическом сжатии рост температуры при прочих равных условиях будет меньше. Это означает, что показатель адиабаты газа γ будет меньше $5/3$ (может быть даже порядка 1, то есть происходить режиме, близком изотермическому), хотя газ остается идеальным. Расчеты показывают, что температура такой плазмы не превышает 10^4 К.

Можно оценить и среднюю светимость молодой звезды на стадии сжатия в шкале времени свободного падения. Поскольку источником энергии служит гравитационная энергия сжимающегося облака, то

$$L = \frac{\Delta E}{t_f} = -\frac{1}{2} \frac{U_g}{t_f} \sim \frac{GM^2}{Rt_f}$$

(коэффициент $1/2$ является следствием теоремы вириала для идеального одноатомного газа – в этом случае только половина осво-

бождающейся гравитационной энергии высвечивается, а половина идет на нагрев газа). Подставляя (5.1), (5.2) получаем

$$L \sim \frac{I}{G} \left(\frac{RT}{\mu} \right)^{3/2} \approx 2 \cdot 10^{-3} L_{\odot} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/2}$$

($L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с – болометрическая светимость Солнца). Так как по мере сжатия температура возрастает, для числовых оценок подставляем в эту формулу температуру ионизации водородно-гелиевой плазмы 10^4 К. При этом оценка L по приведенной выше формуле дает $L \sim 10^3 L_{\odot}$, то есть перед тем, как стать непрозрачной в оптическом диапазоне, молодая звезда буквально “загорается” на некоторое время. Затем молодая звезда опять “гаснет” из-за резкого увеличения непрозрачности при лавинообразной ионизации.

Адиабатическая фаза. До того, как возрастающий градиент теплового давления в недрах сжимающейся протозвезды уравновесит действие силы гравитации, сжатие собственно непрозрачной (т.е. имеющей фотосферу, как и Солнце) молодой звезды происходит также в динамической шкале времени. Светимость молодой звезды на непрозрачной стадии определяется балансом выделяемой гравитационной энергии и способностью высвечивания энергии с поверхности, которая, как известно, максимальна для абсолютно черного тела $L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, где T_{eff} – эффективная температура. Температура фотосфера звезды определяется условием просачивания квантов из толщи звезды наружу, т.е. непрозрачностью звездных недр. Расчеты показывают, что у молодых звезд энергия переносится конвективными движениями в оболочке. Возникновение конвекции связано с увеличением коэффициента непрозрачности с ростом плотности в условиях ионизации водорода и гелия, из-за которой возникает высокий радиальный градиент температуры. При этом в фотосфере устанавливается универсальная температура порядка 3–4 тысяч К. На диаграмме Герцшпрунга–Рессела звезда эволюционирует вдоль т.н. конвективного трека Хаяши, который впервые количественно рассчитал

это процесс, и сама стадия сжимающейся конвективной молодой звезды носит название *стадии Хаяши*.

Светимость молодой звезды на конвективной стадии Хаяши есть просто

$$\frac{L}{L_\odot} = \left(\frac{T_{eff}}{T_\odot} \right)^4 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^2 \simeq 400 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2,$$

а время жизни определяется способностью излучать выделяемую гравитационную энергию

$$t \sim \frac{GM^2}{RL} \simeq \frac{GM^2}{4\pi R^3 \sigma_B T_{eff}^4} \sim 8 \cdot 10^7 \bar{\rho} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ лет}.$$

Как только температура и плотность в центре звезды достаточно возрастут, начнутся ядерные реакции и молодая звезда превратится в обычную звезду на главной поледовательности диаграммы Герцшпрунга–Рассела.

Разумеется, реальная картина сжатия молодых звезд существенно сложнее. В частности, мы пренебрегали эффектами магнитного поля и вращения, которые неизбежно присутствуют в астрофизических условиях. Как и на более ранних стадиях, оба эффекта препятствуют сжатию протозвезд. Важен также учет выпадания газовой оболочки неоднородной сжимающейся молодой звезды на более плотное ядро.

5.4. Стационарные звезды

Физическое состояние стационарных звезд определяется условиями гидростатического равновесия, когда макроскопические параметры – масса, радиус – изменяются на больших временах \gg динамического времени $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho}$, и теплового равновесия. Несмотря на мощное энерговыделение в центре, звезды не взрываются, их светимость меняется плавно.

5.4.1. Гидростатическое равновесие

Рассмотрим объем вещества dV с давлением P . Сила, стремящаяся расширить объем $\vec{F} = -\int P d\vec{S}$, где $d\vec{S}$ – элемент поверх-

ности. Очевидно, если нет градиента давления ($P = const$) $\vec{F} = 0$. В общем случае сила, действующая на элемент объема $dV = \vec{r}d\vec{S}$ равна

$$d\vec{F}_p = -Pd\vec{S} = -\vec{r}\frac{\partial P}{\partial \vec{r}}d\vec{S} = -\nabla PdV. \quad (5.3)$$

Сила гравитационного притяжения – массовая, действует на элемент массы $dm = \rho dV$, $d\vec{F}_g = -\nabla\phi dm$, где $\phi(r) = -\int_r^\infty Gm(x)/x^2 dx$ – ньютоновский гравитационный потенциал. Таким образом, суммарная сила, действующая на элементарный объем в звезде

$$d\vec{F} = -\nabla\phi dm - \nabla PdV. \quad (5.4)$$

В условиях равновесия суммарная сила равна нулю, откуда получаем уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{1}{\rho}\nabla P + \nabla\phi = 0. \quad (5.5)$$

Для сферически-симметричного случая $\nabla\phi = GM(r)/r^2$, $M(r) = \int_0^r 4\pi x^2 \rho(x)dx$ и

$$\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} + \frac{GM(r)}{r^2} = 0. \quad (5.6)$$

Для оценок по порядку величины можно пользоваться приближенной формой уравнения гидростатического равновесия

$$P/\rho \sim GM/R, \quad (5.7)$$

где M и R – масса и радиус звезды. Эта формула дает хорошее приближение для центрального давления в самогравитирующем газовом шаре.

5.4.2. Теорема вириала для звезды

Прямым следствием уравнения гидростатического равновесия (5.5) является *теорема вириала*, связывающая тепловую (кинетическую) и потенциальную (гравитационную) энергию стационарной звезды. Переходя к лагранжевой массе $dm = 4\pi r^2 \rho(r)dr$ в качестве независимой переменной, запишем (5.6)

$$4\pi r^2 \frac{dP}{dm} = -\frac{GM(r)}{r^2}. \quad (5.8)$$

Умножим полученное уравнение на $r dm$ и проинтегрируем по частям. В результате приходим к теореме вириала для самогравитирующих газовых шаров

$$U = - \int \frac{GM(r)dm}{r} = -3 \int PdV \quad (5.9)$$

(при выводе использовано граничное условие $P|_{M(R)} = 0$ – равенство нулю давления на поверхности сферы).

В важном частном случае политропного уравнения состояния (адиабата) $P = K\rho^\gamma$, удельная энергия на 1 грамм вещества есть $\epsilon = 1/(\gamma - 1)P/\rho$, поэтому получаем

$$U = -3(\gamma - 1)Q, \quad (5.10)$$

где $Q = \int \epsilon \rho dV$ – тепловая энергия.

Пример. Оценим характерную температуру Солнца. Пусть вся звезда состоит из идеального одноатомного газа, $\gamma = 5/3$. $Q \sim 3/2NkT \sim 3/2M/\mu RT$, $U \approx -GM^2/R$ и находим для $\mu \approx 0.6$ (с учетом молекулярного веса полностью ионизованной плазмы состоящей по массе на 75 % из водорода и на 25 % из гелия) $\langle T \rangle = \mu GM/(R\mathcal{R}) \sim 3 \cdot 10^7$ К. Более точные оценки приводят к значению около 15 млн. градусов для центра Солнца.

Рассмотрим два физически важных случая.

1) $\gamma = 5/3$. Этот показатель адиабаты соответствует идеально-му одноатомному газу, а также нерелятивистскому вырожденному

ферми-газу. Из (5.10) получаем $2Q = -U$, т.е. знакомый вид теоремы вириала в механике для движения тел в потенциале $\propto 1/r$.

2) $\gamma = 4/3$. Этот показатель адиабаты характерен для газа из релятивистских частиц (например, фотонов или безмассовых нейтрино), когда связь между давлением и плотностью энергии $P = \epsilon/3$, или для релятивистского вырожденного ферми-газа. В этом случае теорема вириала для равновесной самогравитирующей конфигурации дает $Q = -U$, $E = Q + U = 0$, т.е. такая конфигурация находится в положении *безразличного* равновесия:

$$U \sim -GM^2/R = -GM^{5/3}\rho^{1/3},$$

$$Q \sim MP/\rho \sim MK\rho^{1/3}.$$

Очевидно, полная энергия

$$E = U + Q = (-GM^{5/3} + KM)\rho^{1/3}$$

является линейной функцией $\rho^{1/3}$ и равновесие ($E = 0$) возможно только при $M = M_0 = (K/G)^{3/2}$. При $M > M_0$ полная энергия положительна, $E > 0$, т.е. система гравитационно не связанный и распадается. При $M < M_0$ полная энергия отрицательна, $E < 0$, и под действием малых радиальных возмущений система колапсирует ($\frac{\partial E}{\partial \rho} < 0$). Потеря устойчивости всегда происходит в динамической шкале времени, $t_d \sim t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho} \approx 50[\text{мин}](\rho/\rho_\odot)^{-1/2}$. Этот процесс, например, имеет место при коллапсе ядер массивных звезд.

Отметим также, что теорема вириала для системы из многих частиц может быть получена не только из термодинамического рассмотрения, но из классических и квантовых уравнений движения. Она применима как для динамически устойчивых макроскопических систем (например, звездных скоплений), так и для квантовых систем (заряженные частицы в кулоновском поле).

5.4.3. Термовая устойчивость звезд. Отрицательная теплоемкость.

Рассмотрим теорему вириала для одноатомного идеального газа, который является хорошим приближением для вещества нормальных звезд ($\gamma = 5/3$): $2Q = -U$, $E = Q + U = -Q$. Отсюда следует равенство $\Delta E = -\Delta Q$, т.е. сообщение энергии звезде ($\Delta E > 0$) приводит к ее *охлаждению*, $\Delta Q < 0$, а излучение энергии ($\Delta E < 0$) – к *разогреву*, $\Delta Q > 0$. Иными словами, звезда, находящаяся в гидростатическом равновесии (т.е. подчиняющаяся теореме вириала) обладает *отрицательной теплоемкостью*: $E = U + Q = -Q = -C_v M \langle T \rangle$ (здесь $C_v > 0$ – удельная теплоемкость газа звезды), $dE/dT = -C_v M < 0$. Из-за отрицательной теплоемкости термоядерные реакции в звездах идут в течение многих миллионов лет и не носят взрывной характер.

Замечание: теорема об отрицательной теплоемкости справедлива для любой стационарной системы в поле тяготения – например, спутник на стационарной орбите вокруг Земли: при торможении спутника в атмосфере (отбор энергии от системы Земля–спутник) он переходит на более низкую орбиту с увеличением скорости $v \sim 1/\sqrt{r}$ (аналог нагрева системы при потере энергии).

Характерное время установления теплового равновесия в звезде (т.н. термовое время, или время *Кельвина–Гельмгольца*) также можно определить из теоремы вириала, приравняв его времени, необходимому для потери запаса тепловой энергии при заданном темпе отвода энергии (т.е. светимости L). Имеем: $Q = -U/2 \sim GM^2/R$,

$$t_{KH} = \frac{Q}{L} = \frac{GM^2}{RL} \approx 30[\text{ млн. лет}] \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-2} \quad (5.11)$$

(во втором равенстве использовано соотношение масса–радиус и масса–светимость для нормальных звезд околосолнечной массы: $R \propto M$, $L \propto M^3$). В XIX в. Кельвин и Гельмгольц именно так оценивали время жизни Солнца. Любопытно, что Кельвин не принимал теорию эволюции Дарвина (которая требовала миллиардов

лет для развития видов) именно на основании своего заключения о возрасте Солнца в 30 млн. лет! В начале XX в. стало ясно, что возраст Земли намного превосходит 30 млн. лет – возникла необходимость поиска источника энергии на Солнце и звездах. Таким источником оказались термоядерные реакции синтеза тяжелых элементов из водорода и гелия.

5.5. Ядерные реакции в звездах.

Запасы ядерной энергии в звездах намного превышают запас тепловой энергии. Запас ядерной энергии $\Delta E_n = \eta_n M_c c^2$, где $M_c \sim 0.1M$ – масса ядра звезды, где могут идти термоядерные реакции, η_n – энерговыделение на единицу массы (эффективность) ядерных реакций. При синтезе гелия из водорода, который происходит на стадии главной последовательности звезд на диаграмме Герцшпрунга–Рессела, суммарная реакция сводится к образованию одного ядра гелия из 4-х протонов, $4p \rightarrow {}_2^4\text{He}$. Выделяемая энергия при этом определяется дефектом массы:

$$\delta E = (4m_p - m_{He})c^2 = 27.3 \text{ МэВ}, \quad (5.12)$$

т.е. примерно 7 МэВ на нуклон. Как увидим ниже, не вся выделяющаяся энергия идет в тепло, небольшая часть (0.6 МэВ) уносится нейтрино, для которого Солнце прозрачно. Энергия покоя нуклона почти 1 ГэВ, т.е. эффективность синтеза гелия из водорода $\eta_n \approx 0.007$. Следовательно, характерное время пребывания звезды на стадии главной последовательности

$$t_n = \frac{\eta_n M_c c^2}{L} \sim 10^{10} [\text{лет}] (M/M_\odot)^{-2} \quad (5.13)$$

(здесь учтено эмпирическое соотношение масса–светимость для звезд главной последовательности $L \propto M^3$, доказательство которого приводится в конце этой главы).

Замечания:

1. Время термоядерного горения водорода t_n сильно зависит от массы звезды (примерно как M^{-2}) – так, звезда с массой в 10 солнечных эволюционирует в 100 раз быстрее Солнца!

2. Стадия термоядерного горения водорода в ядре звезды – самая длительная. Все последующие стадии (горение гелия в углерод и т.д.) составляют всего лишь 10% от t_n . Это связано с тем, что скорости термоядерных реакций очень чувствительны к температуре, а для реакций синтеза более тяжелых элементов центральная температура должна быть намного выше (требуется преодоление более высокого кулоновского барьера $\sim Z^2$, где Z – заряд ядра), и поэтому, когда эти реакции начинаются, при высокой температуре они протекают очень быстро.

5.6. Особенности ядерных реакций в звездах.

Используя теорему вириала $2E + U = 0$, характерная температура в звезде может быть оценена как

$$T_c \sim \frac{\mu GM}{\mathcal{R}R} \sim 10^7 K \approx 1 \text{ кэВ.}^1 \quad (5.14)$$

Здесь \mathcal{R} – универсальная газовая постоянная, μ – молекулярный вес вещества. Для полностью ионизованной плазмы солнечного химсостава $\mu \approx 0.6$. Таким образом, средняя кинетическая энергия частиц в недрах Солнца $\langle E \rangle \sim 1 \text{ кэВ}$. С другой стороны, чтобы могла происходить реакция соединения двух протонов в ядро дейтерия, требуется преодолеть кулоновский барьер $U_C = e^2/r$. Реакция пойдет при сближении протонов на расстояние действия ядерных сил 1 Ферми $\sim 10^{-13} \text{ см}$, (по порядку величины это длина волны Де-Бройля для протона $\lambda_p = \hbar/m_p c$). Таким образом, кулоновский барьер для взаимодействия двух протонов $U_C \simeq e^2/\lambda_p = \alpha m_p c^2 \sim 1 \text{ МэВ}$ ($\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры).

Газ в центре Солнца вполне идеален (т.е. кулоновской энергией взаимодействия можно пренебречь по сравнению с кинетической энергией теплового движения), и частицы (протоны) движутся со скоростями в соответствии с максвелловским распределением $f(v)dv \propto v^2 e^{-v^2/kT}$. Отсюда доля протонов с энергией $E \sim$

¹Напомним, что температура в 1 эВ примерно соответствует 11000 К

$m_p v^2 > U_C$ оказывается $\propto \exp(-(1\text{кэВ}/1\text{МэВ})^2) \sim e^{-1000} \sim 10^{-430}$, что безнадежно мало для звезд с числом частиц $\mathcal{N} \sim 10^{57}$.

Как было впервые показано Г.А. Гамовым, ядерные реакции в центре Солнца все же возможны из-за эффекта *квантовомеханического туннелирования* волновой функции под кулоновский барьер. Импульс частицы в квантовой механике (Л. Де Бройль, De Brogile) $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, где $\vec{k} = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Движение частицы с зарядом $Z_1 e$ с импульсом \vec{p} соответствует волновая функция $\psi \sim e^{ikx} \sim e^{i(p/\hbar)x} \sim e^{i/\hbar \int pdx}$. Кинетическая энергия частицы $p^2/2m = E_{\text{кин}} = E_{\text{полн}} - U = E_0 - U$, где $U = Z_1 Z_2 e^2/r$ – потенциальная энергия кулоновского взаимодействия с частицей с зарядом Z_2 . Отсюда $p = \sqrt{2m(E_0 - U)}$. В классической механике при $E_0 \leq U$ происходит отражение частицы от барьера, т.е. частица не проникает в область $r < r_1 = Z_1 Z_2 e^2/E_0$. В квантовой механике при $r < r_1$ имеем $p = i\sqrt{2m(U - E_0)}$ и волновая функция $\psi \sim \exp[-1/\hbar \int_r^{r_1} \sqrt{2m(U - E_0)} dx]$. Это означает, что всегда есть отличная от нуля вероятность подбарьерного перехода. Расчет показывает, что вероятность нахождения частицы под барьером

$$w = |\psi|^2 \sim \exp[-2/\hbar \int_0^{r_1} \sqrt{2m(U - E_0)} dx] \propto e^{-\sqrt{\frac{A}{E_0}}}, \quad (5.15)$$

где

$$A \sim Z_1 Z_2 e^4 m_p / \hbar^2 \sim Z_1 Z_2 \alpha^2 m_p c^2 \quad -$$

постоянная, называемая энергией Гамова. Именно из-за малости α вероятность подбарьерного перехода значительна для частиц с энергией $E_0 \sim kT \ll U_C \sim \alpha m_p c^2$. Интегрируя по максвелловскому распределению частиц с энергией $E > E_0 \sim e^{-\frac{E_0}{T}}$, получаем скорость реакции

$$\langle \sigma v_0 \rangle [\text{см}^3/\text{с}] \sim \int e^{-\sqrt{A/E_0} - E_0/T} dE_0. \quad (5.16)$$

При концентрации взаимодействующих частиц n характерное время между взаимодействиями есть просто $\tau \sim 1/(n\sigma v_0)$. Выражение под экспонентой имеет резкий максимум, поэтому интеграл

легко берется методом перевала. Не имея здесь места для более подробного изложения, отошлем интересующихся читателей к глубокой монографии Д.А. Франк-Каменецкого “Физические процессы внутри звезд”, М.: Физматгиз, 1959. Окончательный ответ:

$$\langle \sigma v_0 \rangle \propto \exp \left[- \left(\frac{\alpha_G}{kT} \right)^{1/3} \right], \quad (5.17)$$

где $\alpha_G \approx Z_1 Z_2 A$ – энергия, характеризующая взаимодействующие ядра с зарядами Z_1, Z_2 .

Полученный закон роста скорости реакций $\exp[-1/T^{1/3}]$ с температурой отражает увеличение вероятности просачивания через барьер, которое значительно превосходит уменьшение доли числа частиц с требуемой энергией при максвелловском распределении по скоростям.

Знание скорости реакции позволяет легко рассчитать изменение концентрации $n_i \rightarrow n_k$ взаимодействующих ядер i, k при их соударениях со временем:

$$dn_i/dt = dn_k/dt = -n_i n_k \langle \sigma v \rangle_{ik}.$$

Из этого следует, что в расчете на единицу массы вещества энерговыделение в ядерных реакциях пропорционально первой степени плотности и некоторой функции от температуры.

Рассмотрим теперь некоторые особенности основных термоядерных реакций, происходящих в звездах главной последовательности.

5.6.1. pp-цикл (Г. Бете, 1939)

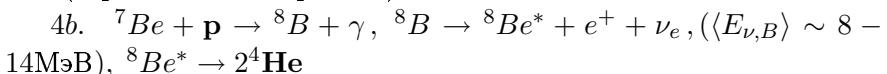
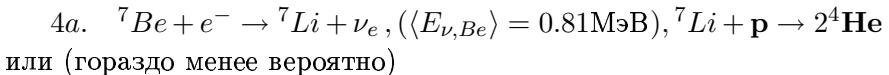
Реализуется в звездах небольших масс $M \lesssim 1.3M_\odot$.

1. $p + p \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e (E_{\nu,pp} < 0.42 \text{ MeV}) \quad \tau \sim 10^{10} \text{ лет}$
2. ${}^2D + p \rightarrow {}^3He + \gamma \quad \tau \sim 1.5 \text{ сек}$

С вероятностью 65%:

3. ${}^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + 2p \quad \tau \sim 10^6 \text{ лет}$
- или (35%)
4. ${}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma,$

после чего



Таким образом, во всех ветвях реакции (1–3 и 1–4) она завершается возникновением одного ядра 4He из четырех протонов (выделены жирным шрифтом); никакие элементы, кроме водорода, не расходуются.

Замечания:

А). 1-я реакция самая медленная, т.к. идет по каналу слабого взаимодействия, Эта реакция определяет темп энерговыделения на грамм вещества и время жизни звезды на главной последовательности.

Б). Дейтерий (2-я реакция) быстро вступает в реакцию с образованием гелия–3, равновесная концентрация определяется отношением времен реакций (1) и (2), т.е. $\sim 10^{-18}$. Это важное свойство дейтерия быстро "выгорать" в звездах позволяет считать большую часть дейтерия в межзвездной среде первичным, т.е. образованным при первичном нуклеосинтезе в ранней Вселенной. Измерение содержания первичного дейтерия – важнейший тест теории первичного нуклеосинтеза.

В). Эффективность энерговыделения на грамм вещества зависит от температуры в высокой степени:

$$\epsilon_n [\text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})] \propto \rho T^{4\dots 8} \quad (5.18)$$

(ρ – плотность; входит в первой степени т.к. расчет энерговыделения ведется на единицу массы). Отметим низкую среднюю "кальорийность" ядерных реакций: $L_\odot/M_\odot = 2 [\text{эрг}/(\text{г}\cdot\text{с})]$ – примерно такое энерговыделение имеет место в процессе гниения опавшей листвы в осеннем саду...

Г). При образовании одного атома гелия из четырех протонов нейтрино уносят энергию около 0.6 МэВ. Количество нейтрино N_ν , излучаемое Солнцем за секунду, определяется толь-

ко светимостью Солнца, т.к. в термоядерных реакциях в Солнце при выделении 26.7 МэВ рождается два нейтрино, откуда $N_\nu = 2L_\odot/26.7 \text{ МэВ} \simeq 1.8 \cdot 10^{38}$ нейтрино/с. Поток р-р нейтрино на Земле $F_\nu = N_\nu/4\pi(1AE)^2 \sim 10^{11}$ частиц/ $\text{см}^2/\text{с}$ (см. рис. 5.2). Отметим, что солнечные нейтрино имеют довольно широкий энергетический спектр вплоть до энергий 14 МэВ.

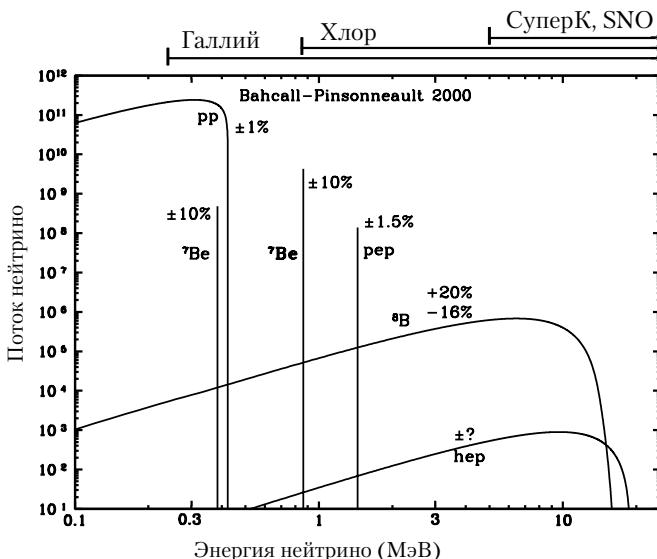


Рис. 5.2. Расчетный спектр потока солнечных нейтрино на Земле (в единицах [нейтрино/ $\text{см}^2/\text{с}/\text{МэВ}$]) в стандартной модели Солнца (J.Bahcall, M.Pinsonneaut 2000) от различных реакций pp-цикла и эксперименты, способные регистрировать нейтрино различных энергий: Gallium – Ga-Ge эксперимент (SAGE: Лос-Аламосская Национальная Лаборатория, США и Баксанская нейтринная обсерватория, ИЯИ РАН, Россия; GALLEX: Гран-Сассо, Италия), Chlorine – Cl-Ar эксперимент (Хоумстейк, США), Super-K, SNO – черенковской эксперимент на воде H_2O (Супер-Камиоканда, Япония) и на тяжелой воде D_2O (Нейтринная обсерватория Садбюри, Канада). Пропцентами указаны теоретическая неопределенность потока соответствующих нейтрино.

См. подробнее на сайте J.Bahcall <http://www.sns.ias.edu>

Прямая проверка теории строения Солнца – наблюдение солнечных нейтрино наземными нейтринными детекторами (рис. 5.2).

Электронные нейтрино высоких энергий (реакция 4a) регистрируются в хлор-аргонных экспериментах (эксперименты Дэвиса), и устойчиво показывают недостаток нейтрино по сравнению с теоретическим значением для стандартной модели Солнца. Нейтрино низких энергий, возникающие непосредственно в pp -реакции, регистрируются в галлий-германиевых экспериментах (GALLEX в Гран Сассо (Италия–Германия) и SAGE на Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН (Россия–США). Результаты этих экспериментов также постоянно показывают дефицит наблюдаемого потока нейтрино (по результатам 1990–1995 гг. измеренный поток нейтрино составил $70 \pm 15(1\sigma)$ SNU (“standard neutrino units”), в то время как в стандартной модели Солнца ожидается 122 SNU). На начало 2002 г. результаты собраны в Таблице 5.1:

Таблица 5.1. Результаты экспериментов по поиску солнечных нейтрино

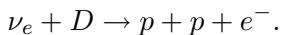
Эксперимент	Доля от теоретич. значения	Состав	Порог (МэВ)
<i>Ga</i>	0.584 ± 0.039	$pp(55\%), Be(25\%)$, $B(10\%)$	0.2
<i>Cl</i>	0.335 ± 0.029	$B(75\%), Be(15\%)$	0.8
<i>SK</i>	0.459 ± 0.017	$B(100\%)$	5.0
<i>SNO(CC)</i>	0.347 ± 0.027	$B(100\%)$	7.0

Если нейтрино имеют отличную от нуля массу покоя (современное ограничение из эксперимента $m_{\nu_e} < 3$ эВ), возможны осцилляции (превращения) различных сортов нейтрино друг в друга или в правополяризованные (стерильные) нейтрино, которые не взаимодействуют с веществом. Идея осцилляций нейтрино принадлежит выдающемуся физику Б. Понтекорво (1968), работавшему в СССР. Позднее было показано, что осцилляции могут быть усилены при распространении нейтрино в веществе (эффект Михеева–Смирнова (1986)–Вольфенштейна (1978)). Мионные и тау-нейтрино имеют гораздо меньшие сечения взаимодействия с веществом, чем электронное нейтрино, возникающее при ядерных реакциях в Солнце, поэтому наблюдаемый дефицит может быть

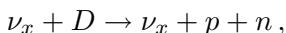
объяснен, не меняя стандартной модели Солнца, построенной на основе всей совокупности астрономических данных.

Самые серьезные указания на реальность осцилляций нейтрино были получены в 2001 г. на нейтринной обсерватории Садбюри (SNO) в Канаде. Установка SNO представляет собой сосуд, содержащий 1000 тонн сверхчистой тяжелой воды D_2O с небольшим давлением соли $NaCl$, расположенной глубоко под землей. Объем просматривается 9456 фотоумножителями (ФЭУ), которые регистрируют черенковское излучение быстрых электронов, возникающих при взаимодействии энергичных нейтрино с атомами дейтерия по нескольким каналам:

1) реакция через заряженный ток (CC), в которой участвуют только электронные нейтрино

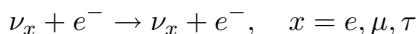


2) реакция через нейтральный ток (NC), в которой участвуют нейтрино всех сортов



где индекс x относится к электронным (e), мюонным (μ) или тау (τ)-нейтрино. Во втором случае нейтрон захватывается атомами $NaCl$, и возбужденное состояние распадается с испусканием фотона, который и детектируется ФЭУ.

3) Реакция упругого рассеяния на электроне (идет через CC и NC для всех сортов нейтрино)



(регистрируется также японским детектором Супер Камиоканда – “SK”).

Сравнивая темп регистрации событий по каналам CC (с участием только электронных нейтрино) и NC (с участием нейтрино всех сортов), можно определить, есть ли в потоке нейтрино от

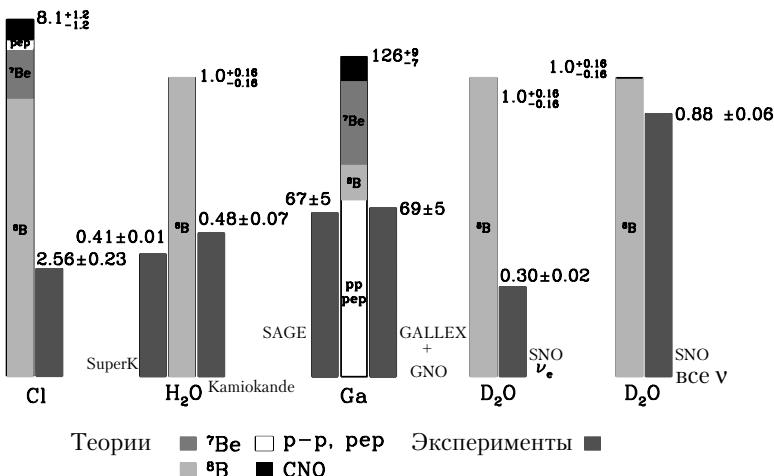


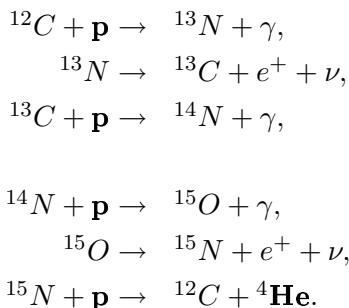
Рис. 5.3. Расчетные и экспериментально измеренные потоки солнечных нейтрино различными детекторами (в различных единицах для разных детекторов). Теория на уровне 5.3σ подтверждает эксперимент для всех сортов нейтрино, регистрируемых установкой SNO (последний столбец диаграммы).

Солнца мюонные и тау-нейтрино. Детекторы SK и SNO регистрируют одни и те же энергичные нейтрино, возникающие при распаде радиоактивного бора $^{8}B \rightarrow ^{8}Be^* + e^+ + \nu_e$ (см. рис. 5.2 и Таблицу). Если бы осцилляций электронных нейтрино не происходило, то, очевидно, поток СС-нейтрино и NC-нейтрино был бы одинаков. При наличии осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ поток NC-нейтрино должен возрастать. Как видно из Таблицы, NC-события в реакторе SK выше, чем СС-события в реакторе SNO. Результат имеет значимость 5.3σ и на сегодняшний день является самым сильным подтверждением осцилляций электронных нейтрино от Солнца в другие сорта (мюонные и тау). Анализ показывает, что эти данные лучше всего соответствуют решению т.н. полного смешивания нейтрино при распространении в веществе (эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна), осцилляции же электронных нейтрино в стерильные исключаются. В 2002 году за решение проблемы солнечных нейтрино Р.Дэвису (США, создатель первого хлор-аргонового нейтринного детектора Брукхэвенской Национальной ла-

боратории) и М. Кошибе (Япония, один из создателей детектора Супер-Камиоканда) была присуждена Нобелевская премия по физике.

5.6.2. CNO-цикл

Реализуется в звездах массивнее Солнца. В этой цепочке реакций углерод выступает в роли катализатора, т.е. в конечном счете в CNO-цикле как и в pp-цикле $4p \rightarrow {}^4He$:

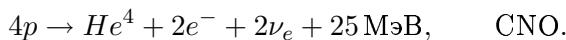


Замечания

А). Энерговыделение на единицу массы сильно зависит от температуры:

$$\epsilon [\text{эрг/г/с}] \propto \rho T^{16\ldots 18}.$$

Б). Суммарное энерговыделение в обоих циклах примерно одинаково:



В CNO-цикле нейтрино уносят несколько больше энергии, чем в водородном (т.к. реакции идут при более высокой температуре).

5.6.3. Замечания о характере движения квантов в недрах Солнца и звезд

Фотоны рождаются в зоне ядерных реакций в недрах Солнца. Плотность вещества в центре Солнца около 150 г/см^3 , температура

около 1 кэВ. Условия с высочайшей точностью соответствуют полному термодинамическому равновесию, поэтому энергия рождающихся фотонов распределена по закону Планка для АЧТ с температурой 1 кэВ (жесткий рентгеновский диапазон). Если нейтрино, имеющее ничтожное сечение взаимодействия с веществом ($\approx 10^{-44}$ см 2) свободно (за время $R_\odot/c \sim 2$ с) покидают Солнце, то фотоны многократно поглощаются и рассеиваются², пока достигнут внешних более прозрачных слоев атмосферы Солнца. Видимая “поверхность” Солнца – поверхность оптической толщины $\tau \approx 1$ (опт. толщина отсчитывается от наблюдателя вглубь Солнца) – называется фотосферой, ее эффективная температура, определяемая из соотношения $L_\odot = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, $T_{eff}(\odot) \approx 5800$ К и определяет физическое состояние внешних слоев Солнца. Температура быстро растет с глубиной.

При малых отклонениях от термодинамического равновесия (когда длина свободного пробега фотонов l мала по сравнению с размерами рассматриваемой области) перенос лучистой энергии хорошо описывается *диффузионным приближением*. В этом приближении

[поток энергии] = −[коэфф. диффузии] $\times \nabla$ [плотность энергии]:

$$F = -D\nabla\epsilon_r. \quad (5.19)$$

Здесь коэффициент диффузии $D = c\bar{l}/3$, средняя длина свободного пробега фотонов \bar{l} определяется коэффициентом непрозрачности \varkappa [см 2 /г]

$$\bar{l} = \frac{1}{\varkappa\rho}. \quad (5.20)$$

Например, для не слишком горячей плазмы основную роль играет тормозное (свободно-свободное) поглощение

$$l_\nu^{ff} \sim \sqrt{T} \frac{\nu^3}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}}, \quad (5.21)$$

² Средняя длина свободного пробега в центре Солнца по томсоновскому распределению $l = 1/(n\sigma_T) \sim 1/40$ см

и средний коэффициент непрозрачности (т.н. крамерсовская непрозрачность)

$$\varkappa_{ff} \simeq \frac{7 \cdot 10^{22} [\text{см}^2/\text{г}] \rho}{T^{7/2}}. \quad (5.22)$$

В общем случае коэффициент поглощения может быть записан как степенная функция от плотности и температуры вещества $\varkappa = \rho^m T^n$, где показатели степени m, n зависят от химического состава плазмы и ее температуры. Зависимость от температуры может быть как обратная, так и прямая, т.е. непрозрачность может как уменьшаться, так и увеличиваться с ростом температуры в зависимости от физического состояния плазмы. На этом основан механизм пульсации некоторых переменных звезд (цефеид).

В горячих звездах большой массы длина свободного пробега кванта определяется томсоновским рассеянием на свободных электронах (т.е. классическим рассеянием без изменения энергии рассеиваемого кванта). Поскольку в нерелятивистском пределе томсоновское рассеяние не зависит от частоты кванта, томсоновская непрозрачность постоянна,

$$\varkappa_T = \frac{\sigma_T}{m_p} \approx 0.4 [\text{см}^2/\text{г}]. \quad (5.23)$$

Для плотности энергии равновесного излучения имеем (см. главу 2):

$$\epsilon_r = a_r T^4, \quad (5.24)$$

а поток энергии в сферически-симметричном случае связан со светодиностью на данном радиусе $L(r)$ соотношением

$$F = \frac{L(r)}{4\pi r^2}. \quad (5.25)$$

Подставляя (5.20), (5.24) и (5.25) в уравнение (5.19), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение для изменения температуры по радиусу в приближении лучистой теплопроводности:

$$\frac{dT(r)}{dr} = - \frac{3}{4a_r c} \frac{\varkappa \rho(r)}{T^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2}. \quad (5.26)$$

В качестве важного примера оценим **время диффузии фотонов из центра Солнца**. Пока температура среды высока (больше 2 млн. градусов) энергия переносится лучистой теплопроводностью (фотонами). Основной вклад в непрозрачность обусловлена рассеянием фотонов на электронах (томсоновское рассеяние, $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25}$ см, непрозрачность $\varkappa_T = \sigma_T/m_p = 0.4$ см²/г). Эта зона простирается примерно до 2/3 радиуса Солнца ($\sim 4 \cdot 10^{10}$ см). При больших оптических толщинах движение кванта носит характер случайных блужданий, что математически как раз и описывается уравнением диффузационного типа (см. также Приложение). Время диффузии фотонов из ядра до границы зоны лучистого переноса $t_d \sim R^2/D$, где $D = cl/3$ – коэффициент диффузии, $l = 1/(n\sigma) = 1/\rho\varkappa$ – длина свободного пробега фотона. Получаем:

$$t_d \sim \frac{(4 \cdot 10^{10} [\text{см}])^2}{3 \cdot 10^{10} [\text{см}/\text{с}]} \times 0.4 [\text{см}^2/\text{г}] \times 10 [\text{г}/\text{см}^3] \sim 10^4 \text{ лет.}$$

При понижении температуры непрозрачность солнечного вещества сильно возрастает (см. закон Крамерса (5.22)), поэтому диффузия фотонов длится несколько сотен тысяч лет. За пределами ядра непрозрачность вещества (гл. образом из-за многочисленных линий железа и других тяжелых элементов) становится настолько большой ($\varkappa \sim 40$ см²/г), что возникают крупномасштабные конвективные движения. Поэтому примерно 1/3 радиуса Солнца занимает конвективная зона. Время подъема конвективной ячейки сравнительно невелико, несколько десятков лет.

Этот пример показывает, что время выхода тепловой энергии из недр Солнца (лучистая теплопроводность + конвекция) порядка нескольких сотен тысяч лет. Это время примерно в 100 раз меньше теплового времени Кельвина–Гельмгольца, что примерно равно доли энергии фотонов в полной энергии Солнца. Это нетривиальное утверждение следует из того, что за время диффузии квантов из центра Солнца при светимости L выходит энергия излучения $E_r = Lt_d$, а за тепловое время t_{KH} – тепловая энергия $Q = Lt_{KH}$ (по определению t_{KH}). Доля энергии фотонов к тепло-

вой энергии в условиях близким к ТДР порядка отношения плотности числа фотонов к плотности барионов n_γ/n_b . Например, в центральных областях Солнца $n_\gamma \sim (0.29/T_c)^{-3} \sim 10^{23}$ (см. главу 2), $n_b \sim \rho_c/m_p \sim 10^{25}$. При этом следует учесть, что температура в ядре и зоне лучистой теплопроводности спадает медленнее, чем плотность (см. рис. 5.4), поэтому вместо центрального значения плотности в этой оценке надо брать на порядок меньшее значение около 10 г см^{-3} .

5.6.4. Уравнения внутреннего строения звезд и Солнца

Теперь мы можем выписать все основные уравнения, которые описывают внутреннее строение звезд (и Солнца), в которых энергия просачивается из центра пучем лучеиспускания. Пусть L , M и R – светимость, масса и радиус звезды, X , Y , Z – относительное содержание по массе водорода, гелия и более тяжелых элементов ($X + Y + Z = 1$), соответственно, \varkappa – коэффициент поглощения звездного вещества ($d\tau = \varkappa p dr$).

1). **Уравнение гидростатического равновесия:**

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (5.27)$$

где $P = P_{gas} + P_{rad}$.

2). **Уравнение состояния:**

$$P_{gas} = \frac{\rho \mathcal{R}T}{\mu(X, Y, Z)}, \quad P_{rad} = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (5.28)$$

где μ – молекулярный вес звездного вещества. Например, для полностью ионизованной плазмы $\mu = 1/(2X + (3/4)Y + (1/2)Z)$; для Солнца $X \approx 0.75$, $Y \approx 0.23$, $Z \approx 0.02$ и $\mu_\odot \approx 0.6$ (за исключением фотосферы, где водород и гелий частично ионизованы и ядра, где химический состав изменен из-за ядерных реакций).

3). **Связь массы и плотности:**

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (5.29)$$

4). Границные условия:

$$\int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr = M, \quad \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r) dr = L, \quad (5.30)$$

где $\varepsilon(r)$ – темп выделения термоядерной энергии в элементе единичной массы при тех значениях T и ρ , которые существуют на расстоянии r от центра звезды.

Для того, чтобы получить решение уравнений и рассчитать плотность и температуру внутри звезды, к этим уравнениям добавляют

5) **Уравнение переноса** энергии от центра к краю (уравнение энергетического баланса (5.26)) и

6) **Уравнение, описывающее энерговыделение в ядре:**

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon, \quad \varepsilon = \varepsilon(T, \rho, X, Y). \quad (5.31)$$

Распределение $\rho(r)$, $M(r)$, $L(r)$ и $T(r)$ для стандартной модели Солнца показаны на рис.5.4. Параметры внутренней структуры Солнца приведены в Таблице 5.2.

Существенную роль на Солнце играет магнитное поле. Из-за вмороженности поля в плазму в области выхода силовых трубок магнитного поля на поверхности конвекция подавлена, перенос излучения замедлен и мы наблюдаем области пониженной температуры – пятна, эффективная температура в которых около 4000 К. Крупномасштабное магнитное поле на Солнце генерируется *динамо-механизмом* при дифференциальном вращении Солнца

5.7. Роль давления излучения в массивных звездах.

Эддингтоновский предел светимости

В недрах звезд существенную роль может играть давление излучения. Из-за высокой непрозрачности во внутренних частях

5.7. Роль давления излучения в массивных звездах. Эддингтоновский пр

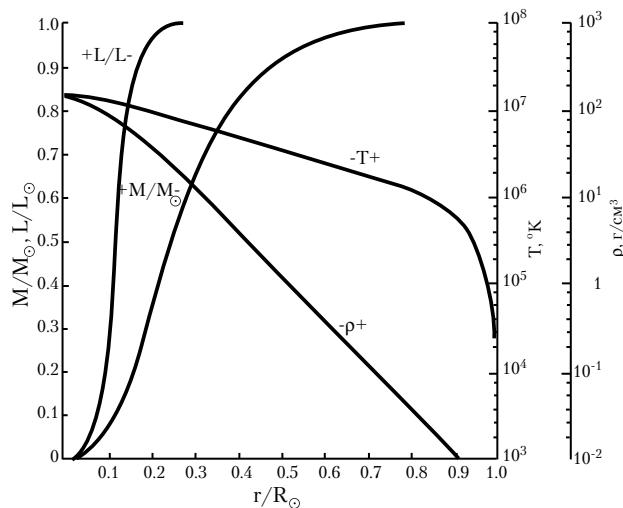


Рис. 5.4. Внутреннее строение Солнца в стандартной модели с химическим составом $X=0.708$, $Y=0.272$, $Z=0.0020$, центральной плотностью $\rho_c = 158 \text{ г см}^{-3}$ и центральной температурой $T_c = 1.57 \cdot 10^7 \text{ К}$. По данным из работы Guenther et al. ApJ v.387, p.372 (1992).

Таблица 5.2. Границы зон внутреннего строения Солнца и их химический состав

Область	Размер в ед. $R_\odot \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}$	Химический состав и физическое состояние
Ядро	0.2	В центре: He(0.63), H(0.35), металлы (0.02), полная ионизация
Зона лучистой теплопроводности	0.5	He(0.23), H(0.75), металлы (0.02), высокая ионизация
Конвективная зона	0.3	низкая степень ионизации
Фотосфера	0.002	низкая степень ионизации
Граница фотосферы	1.000	
Хромосфера	0.02	низкая степень ионизации
Корона	≈ 5	высокая степень ионизации

звезды условия близки к ТДР, поэтому с высокой точностью давление излучения определяется формулой для абсолютно черного тела

$$P_r = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (5.32)$$

где $a_r = 4\sigma_B/c$ – постоянная излучения (см. 7). Чем массивнее звезда, тем выше температура в ее центральных частях и тем большую роль начинает играть давление излучения.

Следуя Эддингтону, можно ввести параметр, характеризующий вклад давления излучения в полное давление

$$\beta = \frac{P_g}{P_g + P_r},$$

где P_g – газовое давление. Очевидно, $\beta \rightarrow 0$ в случае преобладания давления излучения. Уравнения внутреннего строения звезды легко обобщаются с учетом давления излучения. Для этого везде под давлением нужно понимать полное давление $P_{tot} = P_g + P_r = P_g/\beta$. Отметим несколько важных следствий такого обобщения.

1. Из уравнения гидростатического равновесия (5.27) для центральных значений давления и плотности

$$\frac{P_c}{\rho_c} \sim \frac{GM}{R}$$

следует с учетом замены $P_c \rightarrow P_c/\beta$

$$P_c \sim GM^{2/3} \rho_c^{4/3} \beta,$$

откуда с использованием соотношения $P_c \sim \rho_c T_c / \mu_c$ получаем

$$\frac{T_c^3}{\rho_c} \sim M^2 \beta^3 \mu_c^3. \quad (5.33)$$

Замечая, что $T_c^3/\rho_c \sim P_{r,c}/P_{g,c} = (1 - \beta)/\beta$, приходим к зависимости

$$\frac{1 - \beta}{\beta^4} \sim M^2 \mu_c^4,$$

5.7. Роль давления излучения в массивных звездах. Эддингтоновский предел

откуда при малых β следует $\beta \sim 1/\sqrt{M}$ – чем массивнее звезда, тем больше в ней роль давления излучения. Точное выражение (Эддингтон) записывается в виде

$$\frac{M}{M_\odot} \simeq 18 \frac{\sqrt{1-\beta}}{\mu_c^2 \beta^2}.$$

Например, для самых массивных звезд с массой около 150 солнечных при $\mu_c = 0.6$ получаем $\beta \simeq 0.55$ – даже в самых массивных звездах на главной последовательности газовое давление остается очень существенным!

2. Подставим $P_r = (1 - \beta)P_{tot}$ в уравнение радиационного теплопереноса (5.26), переписав последнее в виде

$$\frac{L(r)}{4\pi r^2} = -\frac{c}{\kappa\rho} \frac{d}{dr} \left(\frac{a_r T^4}{3} \right).$$

Получим:

$$L(r) = -\frac{4\pi r^2 c}{\kappa\rho} \frac{d}{dr} (1 - \beta) P_{tot}$$

Будем считать, что β не зависит от радиуса (это справедливое допущение для самых массивных звезд). Тогда, подставляя в эту формулу градиент полного давления из уравнения гидростатического равновесия (5.27), получаем

$$L(r) = (1 - \beta) \frac{4\pi G M(r) c}{\kappa}. \quad (5.34)$$

Это означает, что при постоянном отношении давления излучения к полному давлению светимость на каждом радиусе определяется только массой, заключенной внутри этого радиуса, и непрозрачностью звездного вещества. При $\beta \rightarrow 0$ из этой формулы получается замечательное соотношение для светимости всей звезды, которое называется *Эддингтоновским пределом*:

$$L_{edd} = \frac{4\pi G M(r) c}{\kappa} \simeq 1.4 \cdot 10^{38} [\text{эрг}/\text{с}] \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{\kappa_T}{\kappa} \right) \quad (5.35)$$

(численное значение нормировано на значение непрозрачности из-за томсоновского рассеяния на свободных электронах $\varkappa_T = \sigma_T/m_p \simeq 0.4 \text{ см}^2/\text{г}$). Физический смысл эддингтоновского предела прост: при увеличении светимости выше этого значения давление излучение становится столь большим, что гидростатическое равновесие невозможно – давление излучения становится сильнее гравитационного притяжения.

Светимость звезд никогда не превосходит предела Эддингтона для данной массы. Однако было бы неверно считать, что верхний предел массы звезды на главной последовательности определяется эддингтоновским пределом светимости – существуют физические причины, по которым звезды с солнечным химсоставом становятся пульсационно неустойчивыми уже при массах $120\text{--}150 M_\odot$, при которых β далеко не ноль (см. п. 1 выше). Эддингтоновский предел играет также важную роль при аккреции вещества на компактные звезды в тесных двойных системах (см. ниже, глава 9) и определяет максимальную светимость активных ядер галактик и квазаров при аккреции газа на сверхмассивные черные дыры (глава ??).

5.8. Соотношения $M\text{--}L$ и $M\text{--}R$ для звезд главной последовательности

Наблюдения двойных звезд позволяют оценивать массы компонент, что дает возможность установления эмпирической зависимости между массой и светимостью. Оказалось, что для звезд главной последовательности полная (болометрическая) светимость $L \propto M^3$ для звезд с массой Солнца и выше, и $L \propto M^{4.5}$ для $M < M_\odot$. Эти зависимости были теоретически объяснены английским астрофизиком А.С. Эддингтоном в 1926 г.

Обратимся к уравнению лучистой теплопроводности (5.19) или его эквивалентной форме (5.26), которое показывает, что фотонная светимость звезды определяется непрозрачностью ее оболочки. Для порядковых оценок заменим производные по радиусу делением на радиус: $d/dr \rightarrow \sim 1/R$, а температуру звезды заменим ее характерным значением $T \rightarrow \sim T_c$, где $T_c \sim \mu GM/R\mathcal{R}$ (теорема ви-

риала). Тогда опуская постоянные (кроме постоянной тяготения), получаем

$$L \propto \frac{\mu^4 G^4}{\varkappa} M^3. \quad (5.36)$$

Если непрозрачность слабо зависит от параметров среды (а это действительно так в горячей плазме, когда основной вклад в поглощение вносит рассеяние на свободных электронах, $\varkappa_T \approx 0.4 \text{ см}^2/\text{г}$), то получается $L \propto M^3$, что и наблюдается в массивных звездах. Для крамерсовского закона непрозрачности (5.22), характерного для более низких температур (у звезд с массой порядка солнечной и меньше), получится более крутая зависимость от массы, что также подтверждается наблюдениями ($L \propto M^{4..5}$).

Обратите внимание на крутую зависимость в (5.36) от постоянной тяготения Ньютона: $L \propto G^4$ – она может быть использована для получения ограничений на некоторые физические теории, в которых постоянная тяготения изменяется со временем. Если бы G изменялась со временем, то при прочих равных условиях изменялась бы светимость Солнца. Само существование мирового океана в течение миллиардов лет на Земле (необходимое условие для органической жизни) ограничивает вариации средней температуры Земли грубо величиной в пределах $\pm 30 \text{ K}$, т.е. $\Delta T/T_3 \lesssim 0.1$. Поскольку $T_3 \propto L_\odot^{1/4}$, то из факта наличия жизни на Земле немедленно получаем $\Delta G/G \lesssim 0.1$ за 10^9 лет, то есть $(dG/dt)/G < 10^{-10} \text{ лет}^{-1}$.

Теперь рассмотрим зависимость *масса–радиус* для звезд главной последовательности. Воспользуемся полученным соотношением (5.36). Учтем, что светимость звезды связана с генерацией энергии в термоядерных реакциях, то есть

$$L \sim \varepsilon M \sim \rho T^{\text{Ze}} M,$$

где $\text{Ze} \equiv d(\log \varepsilon)/d(\log T)$ – число Зельдовича (показатель степенной зависимости энерговыделения на единицу массы от температуры), $\text{Ze} \sim 4..8$ для протон-протонного цикла. Приравнивая это

выражение к светимости по (5.36) и подставляя $\rho \sim M/R^3$ в виримальное соотношение $T_c \propto M/R$, получаем

$$R \sim M^{\alpha_R},$$

где показатель степени $0 < \alpha_R < 1$. Так, для $\varkappa = \text{const}$ $\alpha_R = (\text{Ze} - 1)/(\text{Ze} + 3)$. Чем больше масса звезды на главной последовательности, тем больше ее радиус и светимость и выше эффективная температура. По этой причине более массивные звезды ранних спектральных классов (O, B, A, F) лежат левее и выше Солнца на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (цвет–светимость), так как цвет (спектральный класс) звезды определяется ее эффективной температурой.

5.9. Атмосферы Солнца и звезд

Основной физический параметр стационарной звезды – ее масса. Она определяет светимость звезды на главной последовательности, время жизни, радиус, эффективную температуру. Следующий по важности параметр – химический состав, определяющий молекулярный вес вещества и влияющий на непрозрачность, а через них – и на остальные параметры.

Анализируя излучение звезд, мы получаем непосредственную информацию только об их атмосферах. Атмосферой звезды называют области, начинающиеся с фотосфера, 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) $h = kT/mg = kTR^2/mGM \ll R$, но поскольку атмосферы не изотермичны, h имеет локальный смысл. Самый тонкий слой – фотосфера, а наиболее протяженный – корона (однако для нее выше приведенное неравенство не выполняется).

Фотосферой называют слой, соответствующий $\tau \approx 1$ в непрерывном оптическом спектре. Сильные линии поглощения образу-

ются выше фотосфера в области с меньшей эффективной температурой, и наблюдения в них используются для исследования более высокого слоя – **хромосферы**. Хромосфера характеризуются положительным градиентом температуры по радиусу $dT/dR > 0$ и сильной пространственной неоднородностью, связанных с наличием газовых струй в активных областях. Активные области возникают в местах пересоединения силовых линий (петель) магнитного поля с разной направленностью. При этом происходит мощное выделение энергии, приводящее к ускорению заряженных частиц. Тепловое и нетепловое излучение этих частиц наблюдается в различных диапазонах спектра (явление хромосферной активности Солнца и других звезд).

Наконец, внешний слой атмосферы – **корона**, в ней температура растет до очень высоких значений ($\approx 10^6$ К). Корона излучает преимущественно в жестком ультрафиолете и рентгеновском диапазонах (только в случае Солнца ее можно наблюдать и в оптике), и присутствует в звездах всех спектральных классах – как горячих, так и холодных. Свет короны – это частично собственное излучение газа, а частично – томсоновское рассеяние света звезды на электронах.

Высокая температура внешних слоев атмосферы – следствие низкой плотности (вспомним: $dE/dT \sim -n^2 \lambda(T)$, где $\lambda(T)$ – растущая (для ионизованного газа) функция температуры, и для нагрева до большой температуры не требуется высокой мощности источника нагрева). Роль нагревающего механизма, по-видимому, играет диссипация энергии звуковых и магнитогидродинамических волн, рожденных в нижележащих слоях атмосферы звезды.

Только в фотосфере температура газа близка к эффективной температуре звезды (обычно принимается, что T_{eff} – это средняя температура фотосфера). В хромосфере и короне не выполняется условие LTE, температура газа там выше, чем температура излучения (излучение непрерывного спектра рождается в фотосфере, и более высокие слои для него прозрачны).

5.9.1. Спектральная классификация звезд

В атмосферах формируется наблюдаемый спектр звезд – как непрерывный спектр, так и спектральные линии. В зависимости от содержания в спектре линий различных элементов (ионов) и от соотношения между их эквивалентными ширинами все звезды разделяются на классы O–B–A–F–G–K–M–L (см. рис.5.5). Эффективная температура звезд монотонно уменьшается от клас-

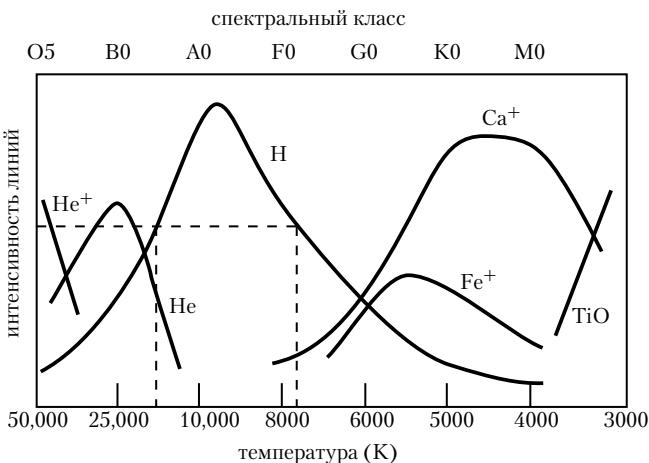


Рис. 5.5. Относительные интенсивности линий поглощения различных ионов в зависимости от эффективной температуры (спектрального класса звезды). Одной и той же интенсивности линий поглощения водорода может соответствовать разный спектральный класс (пунктир), поэтому для выбора спектрального класса нужно учитывать линии различных элементов.

сов O–B–A (“ранние” спектральные классы) до классов K–M–L (“поздние” спектральные классы). Отношения между линиями различных ионов зависят от температуры, в меньшей степени – от плотности, и, конечно, от их относительного содержания. Содержание химических элементов, впрочем, для абсолютного большинства звезд примерно одинаково, поэтому спектральные классы в первую очередь отражают температуру звездных фотосфер. Тем не менее при фиксированной температуре плотность фотосфер значительно меньше у звезд большого размера (а следова-

тельно, и более высокой светимости). Благодаря более низкой частоте столкновений электронов с ионами степень ионизации оказывается у них также более высокой. Поэтому при одном и том же спектральном классе звезды с более разреженной атмосферой (гиганты) будут иметь температуру на несколько сотен градусов ниже, чем звезды-карлики. А при той же температуре атмосферы, что и у карлика, в спектре звезды-гиганта будут заметнее линии ионов с более высоким потенциалом ионизации, то есть спектральный класс гиганта будет немного более “ранний”, чем карлика.

Другое важное различие спектров гигантов и карликов заключается в том, что ширины линий в спектрах гигантов всегда меньше (слабее сказывается уширение за счет столкновений атомов). Поэтому по содержанию (эквивалентным ширинам) линий в спектре звезды и их профилю определяют как ее спектральный класс, так и класс светимости. Последний обозначается римской цифрой. Например, обозначение K5III означает гигант класса K5. Наиболее часто встречаются звезды главной последовательности, они обозначаются римской цифрой V. Спектральный класс Солнца G2V.

5.9.2. Непрерывный спектр

Рассмотрим, какие процессы ответственны за образование непрерывного спектра в звездах различных спектральных классов.

Непрерывный спектр (континуум) образуется в фотосфере. Излучаемая энергия черпается за счет энергии теплового движения атомов. Форма непрерывного спектра определяется механизмами излучения (и поглощения) в фотосферах. Они, в свою очередь, зависят от температуры вещества и излучения.

Рассмотрим механизмы поглощения света (механизмы излучения обусловлены обратными процессами). Поскольку речь идет о непрерывном спектре, все они относятся к свободно-свободным и связанно-свободным переходам.

Горячие звезды (O, B). Доминируют свободно-свободные переходы в ионизованной среде, ионизация HeII (в наиболее горячих звездах) и He I.

Звезды класса А. Ионизация HІ (в видимой области – со 2 и 3 уровняй!).

Звезды класса F, G. Ионизация отрицательных ионов водорода, ионизация металлов. Свободные электроны в основном поставляет ионизация металлов (т.н. “элементы–доноры”).

Холодные звезды. Ионизация отрицательных ионов водорода, диссоциация молекул. Сливающиеся молекулярные полосы.

На разных длинах волн фотосфера наблюдается на разной “глубине”. Поскольку коэффициент поглощения κ зависит от частоты, форма непрерывного спектра может сильно отличаться от планковского. Чем меньше κ , тем более глубокие и горячие слои соответствуют $\tau = 1$, тем выше интенсивность излучения. Особенно большой градиент $\kappa(\lambda)$ – у звезд, где механизм поглощения связан с ионизацией водорода с первого, самого заселенного уровня на соответствующих длинах волн. Поэтому непрерывный спектр имеет скачки (лаймановский, бальмеровский, пашеновский и др.), отражающие зависимость $\kappa(\lambda)$.

5.9.3. Образование спектральных линий

Выше в главе 2 был рассмотрен механизм образования линий поглощения в условиях ЛТР на примере простой модели, где свет звезды с непрерывным спектром проходит сквозь более холодный полупрозрачный слой газа. Если бы этот механизм был единственным, то контрастность линий падала бы к краю солнечного диска (различие интенсивностей уменьшается из-за уменьшения градиента температуры вдоль луча зрения при приближении к краю диска), что для сильных линий не выполняется.

Вторым механизмом является рассеяние света (без изменения частоты) путем поглощения и переизлучения фотонов слоями, прозрачными в непрерывном спектре и имеющими конечное τ в линии. Здесь ЛТР не выполняется, и среда не находится в тепловом равновесии с излучением. Атом поглощает фотон и, не отдавая энергию на нагрев (т.е. другой частице), как должно было бы быть в случае ЛТР, переизлучает фотон в произвольном направ-

лении, в том числе и обратно к фотосфере, где фотон “гибнет”, отдав свою энергию на нагрев или ионизацию. Поэтому фотон с частотой, соответствующей линии, имеет большую вероятность не выйти из атмосферы. Этот механизм для сильных линий играет основную роль, и особенно эффективен для резонансных линий, соответствующих переходам на основной уровень.

Говоря об интенсивностях линий поглощения, обычно имеют в виду их эквивалентные ширины (не путать со спектральной шириной линии). Эквивалентной шириной спектральной линии W_ν (или W_λ) называют диапазон частот (длин волн), который равен ширине прямоугольника с высотой непрерывного спектра на частоте линии и с площадью, равной площади, занимаемой линией на фоне непрерывного спектра (см. рис.5.6). Эквивалентная ширина спектральной линии является истинной характеристикой линии, так как пропорциональна полному числу квантов, излучаемых или поглощаемых в линии. Спектральная ширина линии, которая непосредственно измеряется по спектру, зависит от характеристик спектрографа, с помощью которого этот спектр был получен.

Профиль линии $\phi(\lambda)$ зависит не только от числа атомов, ее образующих, но и от концентрации электронов и от дисперсии скоростей атомов (последняя определяется температурой и массой атомов).

Ширина, или спектральная ширина линии, связанная с разбросом тепловых скоростей вдоль луча зрения, называется доплеровской шириной. Полуширина линии, обусловленная движением атомов, в этом случае равна

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{1}{3} \left(\frac{2kT}{m} + V_t^2 \right)}, \quad (5.37)$$

где V_t – турбулентная скорость газа.

Другой механизм уширения линий связан со столкновением атомов (здесь работают два физических процесса: сближение атомов, электрические поля которых немного изменяют энергетиче-

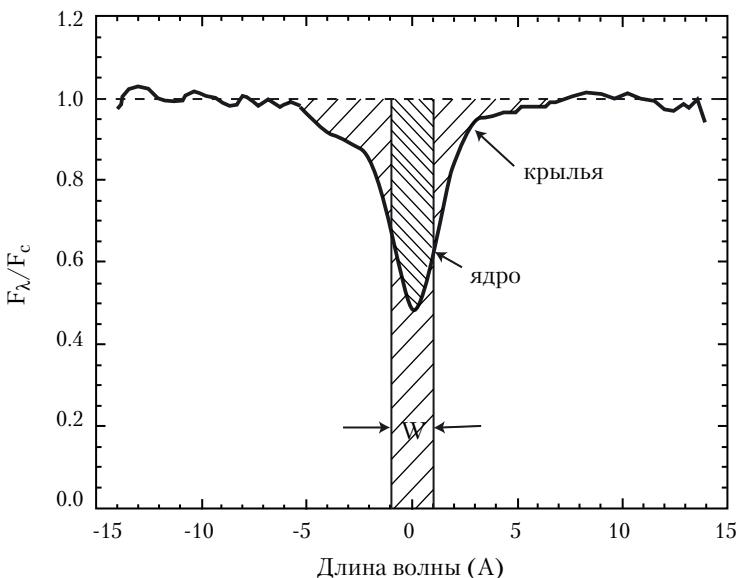


Рис. 5.6. Эквивалентная ширина спектральной линии. Поток в линии нормирован на поток в континууме.

ские уровни, и ударная дезактивация, уменьшающая время существования атома в возбужденном состоянии и поэтому увеличивающая неопределенность энергии атома на данном уровне). Этот механизм может более сильно менять частоту поглощения фотона атомом, чем разброс тепловых скоростей, и поэтому ответственен за появление широких крыльев у сильных линий.

Зависимость $W(N)$ эквивалентной ширины линии W от числа атомов N на луче зрения в слое, где формируется линия, называется *кривой роста*. Ее условно можно представить состоящей из трех участков (см. рис. 5.7). Первый – для слабых линий – участок пропорциональности между W и N . С ростом N наступает область насыщения, где W почти не растет (в центре линии при этом $\tau \gg 1$, так что глубина линии перестает расти, достигнув значения функции источника “подсвечивающего” излучения, см. главу 2). При дальнейшем возрастании N наблюдается область медленного (логарифмического) роста. Этот последний участок связан с

расширением линии за счет столкновений: в линиях формируются широкие крылья, за счет которых и происходит увеличение эквивалентной ширины. Определив форму кривой роста для линий различной интенсивности, принадлежащих различным мультиплетам химических элементов (ионов), можно оценить их плотность и относительное количество в атмосфере.

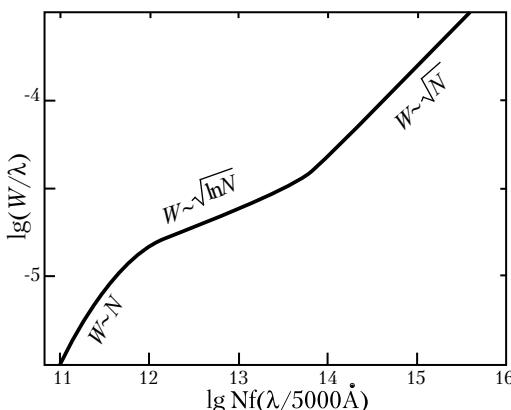


Рис. 5.7. Кривая роста для Солнца.

5.9.4. Эмиссионные линии в спектрах звезд

Эти линии могут рождаться только в том случае, если свет излучается прозрачным газом. Они свидетельствуют о наличии газовой оболочки (газовых струй) в окрестности звезды. Если оболочка расширяется или сжимается, то частоты эмиссионных линий из-за доплеровского сдвига могут заметно отличаться от частот линий поглощения тех же элементов в спектре звезды. Так, в часто встречающемся случае расширяющейся газовой оболочки вокруг звезды (истечение звездного ветра, сброс оболочки при вспышках новых звезд и т.д.), возникающие в ней линии поглощения из-за эффекта Доплера оказываются смещеными в голубую область спектра относительно эмиссионных линий оболочки (т.н. профиль типа R Cyg).

5.9.5. Происхождение химических элементов до элементов железного пика

Химические элементы (до элементов группы железа) возникли в звездах как результат взаимодействия протонов с последующим усложнением ядер уже возникших элементов в основном путем присоединения к ним протонов и α -частиц в условиях высоких температур. Элементы тяжелее Fe, которое характеризуется максимальной энергией связи ядра (~ 8 МэВ) в расчете на один нуклон, термоядерным путем не возникают.

^1H (протоны) имеют космологическую природу и возникли вблизи момента сингулярности (эпоха бариогенезиса). Легкие элементы: ^2H , ^4He , и часть ^7Li образовались на до-звездной стадии эволюции Вселенной в первые несколько минут после начала расширения Вселенной в эпоху первичного нуклеосинтеза.

В настоящую эпоху ^4He образуется в звездах всех масс. Li, Be, B – образовались в основном при взаимодействии космических лучей с атомами межзвездной среды. В звездах они быстро “выгорают”. C, N, O – возникают в звездах умеренных масс (чуть больше солнечной). Элементы от ^{20}Ne до элементов группы железа (^{56}Fe , ^{59}Ni) возникают в сверхгигантах с $M > 20M_\odot$. Они образуются путем последовательного присоединения α -частиц к ядрам ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , и захвата нейtronов, при котором возникают ядра с атомным весом, не кратным 4. Элементы за группой железа рождаются на конечных стадиях эволюции звезды – при вспышках сверхновых. Вопросы их образования обсуждаются в дальнейших главах курса.

5.10. Солнце

5.10.1. Общие характеристики

Выше мы неоднократно иллюстрировали общие физические принципы строения стационарных звезд и их атмосфер на примере нашего Солнца. В этом разделе более детально обсудим основные наблюдаемые характеристики Солнца (см. таблицу 5.3).

Таблица 5.3. Основные характеристики Солнца

Параметр	Значение
Масса	$2 \cdot 10^{33}$ г
Светимость	$4 \cdot 10^{33}$ эрг/с
Видимая звездная величина	$m_B = -26.3$
Радиус	$7 \cdot 10^{10}$ см
Спектральный класс	G2V
Средняя магнитная индукция	~ 1 Гс
Магнитная индукция в пятнах	$\gtrsim 300$ Гс
Эффективная температура	5800 К
Средняя плотность	$1.4 \text{ г}/\text{см}^3$
Период вращения на экваторе:	
синодический	27.3 сут.
сидерический	25.4 сут.

Внутреннее строение Солнца, непрерывный спектр и спектральный класс соответствует звезде главной последовательности с возрастом около 5 млрд. лет. Но это - единственная звезда, в которой возможно детальное изучение всех слоев атмосферы. Особый интерес изучение Солнца представляет в связи с влиянием изменяющейся солнечной активности на земные процессы. Известно три канала таких влияний: коротковолновое излучение активных областей, космические лучи, и усиление солнечного ветра (корональные выбросы плазмы, ответственные за магнитные бури на Земле).

Переменность Солнца. Можно сказать, что переменность Солнца присутствует на различных масштабах времени - от вековых (11-летний цикл и более длительные вариации) до нескольких минут (последнее - при солнечных вспышках). В оптическом диапазоне мощность излучения в непрерывном спектре постоянна в пределах 0.1%. На Землю от Солнца приходит (без учета потерь в атмосфере) 1367- 1368 Вт/м² в зависимости от фазы активности (солнечная постоянная). Небольшие изменения регистрируемого

от Солнца потока могут также быть связаны с прохождением пятен по диску. Однако Солнце – это сильно переменная звезда в гамма-, рентгеновском и радиодиапазонах, где температура излучения может на порядки превосходить эффективную температуру. Эта переменность связана с активными областями атмосферы Солнца. Общий поток гамма или рентгеновского излучения в годы минимума и максимума активности может различаться более чем на порядок.

С возрастом и радиус, и поток излучения от Солнца будут расти на несколько процентов за миллиард лет, пока Солнце не сойдет с Главной последовательности. После этого изменения параметров Солнца будут более быстрыми.

5.10.2. Особенности фотосферы, хромосферы и короны

Фотосфера. Основные наблюдаемые детали: пятна, гранулы, факелы. Бросается в глаза потемнение диска к краю. Это результат радиального градиента температуры. Видимые детали фотосферы связаны с наличием под ней конвективной зоны. Происхождение пятен связано с торможением конвективных потоков в областях “выноса” из глубин магнитных трубок. Гранулы - это выход мелких конвективных потоков, их характерный размер - $\sim 2''$ (1500 км). Более масштабные потоки не доходят до фотосферы, но проявляют себя как крупномасштабная грануляция (супергрануляция), наиболее отчетливо проявляющаяся в хромосфере (хромосферная сетка). Характерный размер супергранул - 30 тыс. км, преобладающее движение вещества на вершине потока – от центра к краям, характерное время жизни ячеек – сутки.

Все над-фотосферные слои атмосферы представляют собой плазму, в которой плотность энергии магнитного поля $B^2/8\pi$ много больше плотности тепловой энергии $(\rho/m_p)kT$. Поэтому движение газа диктуется полем и происходит (если это не мощный выброс) вдоль линий магнитной индукции. Из-за вмешанности магнитного поля, плазма, покидающая Солнце, уносит с собой пет-

ли поля. Этим определяется, например, характер взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли или хвостами комет.

Хромосфера (до 3 - 10 тыс. км). Хотя хромосфера не затрагивается конвекцией, температурное поле хромосфера определяется звуковыми волнами, порождаемыми глубинными конвективными потоками. Важнейшей особенностью хромосфера является рост температуры с высотой и неоднородная структура (струи более плотного газа поднимаются и опускаются, образуя своеобразную пенную структуру). Хромосфера и нижняя корона – это еще и области зарождения солнечных вспышек. С физической точки зрения, особенности хромосферы и короны обусловлены тем, что из-за низкой плотности газа ρ плотность энергии магнитного поля превалирует над плотностью тепловой (как, впрочем, и механической) энергии: $B^2/8\pi \gg (\rho/m_p)kT$. Поле возрастает к границам ячеек супергрануляции. Там же – сильнее нагрев газа.

Корона. Это неоднородная и нестационарная, самая внешняя часть солнечной атмосферы. Состоит из полностью ионизованного газа (за исключением наиболее трудно ионизуемых тяжелых ионов). Механизм излучения короны – собственное тепловое излучение плазмы (в оптике – это линии высокоионизованных атомов, вплоть до [FeXVII]), томсоновское рассеяние оптического света Солнца, рассеяние на межпланетной пыли. К структурным элементам короны относят корональные лучи, корональные дыры (более разреженные, темные области в рентгене). Над активными областями в рентгеновских лучах видны яркие пятна – результат нагрева плазмы до $\sim 10^7$ К. Вспышки на Солнце могут породить корональные выбросы вещества, навсегда покидающего Солнце. Внешняя корона переходит в солнечный ветер. Его параметры в околосолнечном пространстве (в спокойном состоянии Солнца): скорость – около 400 км/с, концентрация электронов $n_e \simeq$ несколько частиц в см^{-3} .

Протуберанцы – это крупномасштабные уплотнения плазмы в хромосфере и короне ($n_e = 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$), обычно имеющие форму дуг. Характерная температура протуберанцев около 10 ты-

сяч К. Их форма, устойчивость и сравнительная долгоживучесть обусловлены вмороженностью магнитного поля. За исключением короткоживущих, активных протуберанцев, основное направление движения газа в них – вниз, к Солнцу. Это означает, что они возникают как результат уплотнения газа в разреженных атмосферных слоях, его последующего остывания и скатывания вниз по линиям магнитной индукции.

Магнитное поле. Солнце – многополюсный магнит, причем конфигурация поля в атмосфере непрерывно меняется. Концентрируется в активных областях, а вне их – к границам супергранул. При среднем значении $\langle B \rangle \sim 1$ Гс полный магнитный поток Солнца в течение 11-летнего цикла активности меняется в 4-5 раз, причем преобладание определенной полярности в северном и южном полушариях меняются с каждым последующим циклом. Магнитное поле энергетически подпитывается конвективным и турбулентным движением плазмы под фотосферой – там, где плотность энергии движения газа превалирует над плотностью энергии поля. Дифференциально вращение Солнца стремится вытянуть линии поля параллельно экватору, а конвективные потоки выносят силовые линии поля на поверхность, где его энергия становится преобладающей. Возникает тот комплекс явлений, который называют *образование активной области*.

Солнечные вспышки. В областях хромосферы, где возникают очень крутые градиенты магнитного поля, происходит солнечная вспышка – своего рода сильный разряд, когда за короткое время поле и его градиент падает, геометрия поля сильно упрощается, а его энергия переходит частично в локальный нагрев плазмы (с последующим высвечиванием), частично – в энергию ускоренных протонов и электронов, а частично – в кинетическую энергию коронального выброса. Типичная энергетика сильных вспышек составляет $\sim 10^{32}$ эрг, продолжительность $\sim 10^3$ с, температура нагретой плазмы достигает 10^7 – 10^8 К.

5.10.3. Гелиосейсмология

Гелиосейсмология изучает распространение волновых (звуковых, акустических) колебаний в недрах Солнца с самыми различными длинами волн (различные моды колебаний) – от нескольких тысяч км и длиннее. Эти волны возбуждаются конвективными потоками. Обнаружение звуковых колебаний и их интерпретация приходится на 1960-1970-е годы. Звуковые колебания распространяются как вверх, в хромосферу и корону (где их энергия диссилирует и поддерживает высокую температуру разреженных слоев), так и вниз. В последнем случае их часто называют сейсмическими волнами.

Наблюдательную основу гелиосейсмологии составляет анализ волновых изменений яркости и/или доплеровской скорости отдельных областей солнечного диска или диска в целом. Разумеется, наблюдения диска в целом выявляют только крупномасштабные осцилляции с длинами волн, сопоставимыми с радиусом Солнца. Но эти измерения наиболее точны. Отдельные регистрируемые моды имеют амплитуду всего в несколько метров или даже дециметров в секунду, амплитуда колебаний измеряется километрами и десятками км.

Акустические волны (*p*-моды), распространяющиеся “снизу” по направлению к поверхности (фотосфере), отражаются от нее и уходят в глубинные слои. В недрах Солнца акустические волны почти не поглощаются, а отражаются на определенной глубине (которая зависит от направления волны) и вновь возвращаются к поверхности. Результатом интерференции волн является появление трехмерных стоячих волн. Наблюданную волновую рябь на поверхности рассматривают как волновой узор, образуемый стоячими волнами с резонансными частотами – результат интерференции акустических волн, распространяющихся в своем роде сферическом резонаторе между поверхностью Солнца и определенными слоями, от которых они отражаются. Отражение происходит вследствие возрастания с глубиной (а для поверхностных слоев – с высотой) фазовой скорости звука, причем волна отразится тем

глубже, чем более близким к радиальному будет ее первоначальное направление.

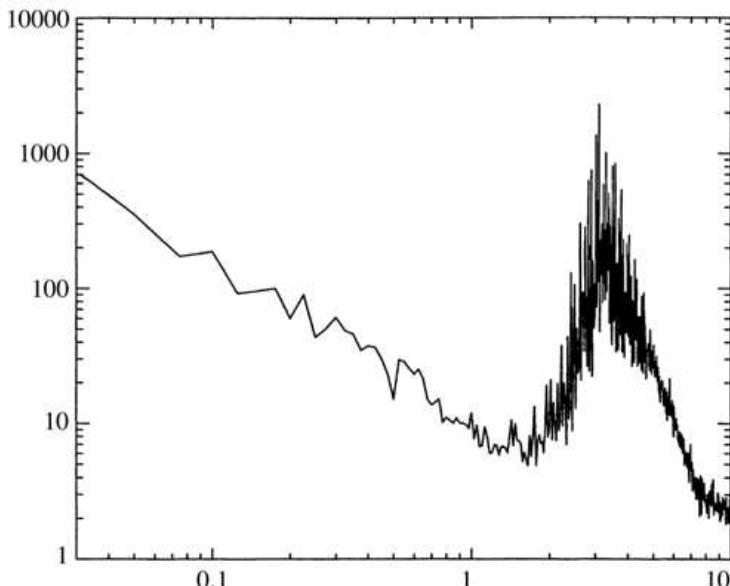


Рис. 5.8. Пример спектра мощности низкого разрешения (в единицах $(\text{м}/\text{с})^2/\text{Гц}$) наблюдений солнечных колебаний в феврале-марте 1996 г., полученный в эксперименте GOLF со спутника SOHO. Частокол линий между 2 и 7 мГц соответствует различным p -модам 5-минутных колебаний Солнца. © SOHO/GOLF (ESA&NASA).

Выявлены многие тысячи гармоник колебаний, большинство которых приходится на частоту порядка 1/300 Гц (пятиминутные колебания) (Рис. 5.8). По характеру колебаний судят об условиях распространения волн в недрах Солнца, а следовательно, о его внутреннем строении. Анализ частоты и горизонтальной длины волн стоячих волн позволяет восстановить условия распространения волн в недрах Солнца, уточнить распределение скорости звука (а следовательно, давления газа и плотности) с глубиной. Правильная модель внутреннего строения Солнца должна не только объяснить равновесное состояние звезды и перенос энергии из

ядра наружу, но и обеспечить наблюдаемый набор частот и длин волн звуковых колебаний. Анализ колебаний, плюс к этому, дает информацию о вращении глубинных слоев, положении активных областей (даже на невидимой стороне Солнца) и о других их характеристиках вплоть до химического состава.

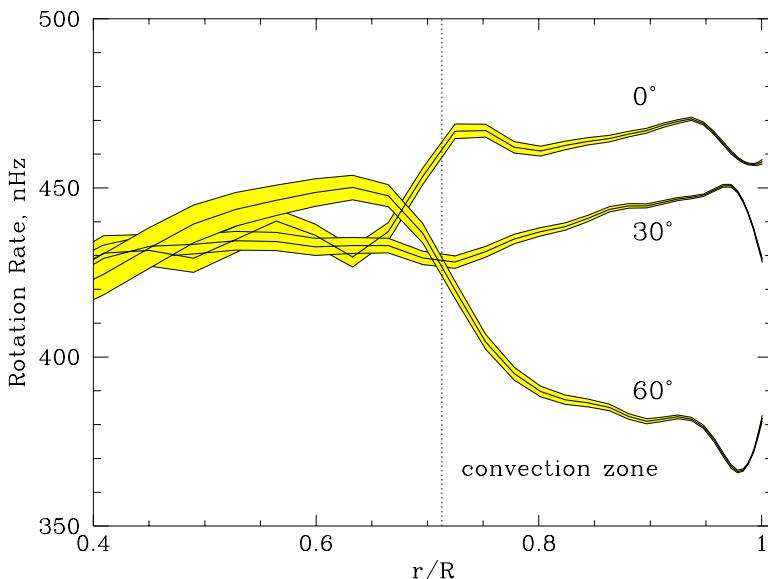


Рис. 5.9. Зависимость частоты вращения внутренних слоев Солнца от глубины и широты, полученная из анализа наблюдений солнечных колебаний в эксперименте MDI со спутника SOHO. Конвективная зона вращается почти однородно вдоль радиуса, но с разной частотой на разных широтах, производя видимое дифференциальное вращение фотосфера (быстрее на экваторе, медленнее у полюсов). Радиативное ядро также вращается почти твердотельно. Между конвективной зоной и ядром расположен слой с заметным градиентом частоты вращения, в котором, по-видимому, происходит основная генерация крупномасштабного магнитного поля динамо-механизмом. © SOHO/MDI (ESA&NASA).

Проблема солнечных нейтрино. Модель строения Солнца, основанная на данных гелиосейсмологии, прекрасно согласуется с моделью, где поток тепла выделяется в ядре при превраще-

нии Н в Не (достигнута точность 0.1% по температуре). Серьезное осложнение возникло лишь с объяснением низкого (примерно втрое) потока нейтрино от Солнца (по пяти независимым экспериментам). Хотя мощность излучения нейтрино зависит от центральной температуры как T^{25} , точность моделей Солнца допускало расхождение не более чем в 1.5 раза. Грибов и Понтекорво предположили осцилляции (переходы) между различными типами нейтрино. Действительно, в 1998 г в Японии (по атмосферным нейтрино) были заподозрены осцилляции, а в 2001-02 г. в Японии (Супер-Камиоканде) и Канаде (обсерватория SNO) сравнение данных двух разных методов регистрации солнечных нейтрино подтвердило, что часть электронных нейтрино переходит в другие типы. Дефицит нейтрино исчез, но для осцилляций требуется, чтобы само нейтрино имело ненулевую массу покоя (несколько эВ). Более подробно см. выше в разделе 5.6.

5.11. Задачи

1. Показать, что при фрагментации протозвездного облака на отдельные звезды массы образующихся звезд не могут быть ниже некоторого фундаментального предела, зависящего только от характерной массы звезды $M_{Ch} \approx m_p \times (m_{pl}/m_p)^3$ (M.J.Rees, 1976).

Решение. Облако с джинсовской массой сжимается со временем свободного падения, при этом повышение плотности и температуры ведет к уменьшению значения джинсовской массы и возможна фрагментация на меньшие массы, которые самостоятельно начинают сжиматься со своим временем свободного падения. Процесс фрагментации прекращается до момента загорания водорода в ядре звезды, когда повышение плотности делает сжимающуюся протозвезду оптически непрозрачной. Это означает, что выделение гравитационной энергии связи $E_g \sim GM^2/R$ на временах порядка времени свободного падения $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho}$ становится порядка излучения с поверхности АЧТ с температурой T , т.е. $\sim \sigma_B T^4 R^2$ (σ_B – постоянная Стефана–Больцмана). Учитывая, что масса фрагментов не может быть меньше джинсовской массы, из

соотношения $GM^2\sqrt{G\rho}/R < x\sigma_B T^4 R^2$ получаем после некоторых преобразований

$$M > M_{Ch}x^{-1/2} \left(\frac{kT}{m_p c^2} \right)^{1/4},$$

где $x \leq 1$ – безразмерный параметр. Т.к. горение водорода в ядре молодой звезды (т.е. переход на стадию главной последовательности) начинается при $kT \sim 1$ кэВ $\approx 10^{-6} m_p c^2$, получаем $M_{min} \sim 0.05 M_\odot$. Заметим, что этот предел близок к минимальной массе водородной звезды, в которой возможны термоядерные реакции $\sim 0.08 M_\odot$.

2. Оценить минимально возможное время жизни массивной звезды на главной последовательности, учитывая, что светимость звезды с ростом массы стремится к эддингтоновскому пределу.

Решение. Горение водорода на главной последовательности в массивных звездах происходит в CNO-цикле с калорийностью $\epsilon_{CNO} \simeq 5$ МэВ/нуклон $\simeq 6 \cdot 10^{18}$ эрг/г. Следовательно,

$$t_{nuc} \simeq \frac{\epsilon_{CNO} M}{L_{edd}} \approx 2.1 \cdot 10^6 \text{ лет}$$

и не зависит от массы звезды. Это минимальное время эволюции самых массивных звезд.

Глава 6.

Эволюция звезд

6.1. Эволюция звезд после главной последовательности.

Горение водорода – самая длительная стадия в жизни звезды. Это связано с начальным большим обилием водорода (70% по массе) и большой калорийностью ($\sim 0.007Mc^2$) превращения водорода в гелий. На долю этой реакции приходится около 70% энергии, выделяемой в цепочке последовательных термоядерных превращений водорода в элемент с наибольшей энергией связи на нуклон ^{56}Fe (~ 8.6 МэВ/нуклон). Фотонная светимость звезд на главной последовательности, где горит водород, как правило меньше, чем на последующих стадиях эволюции¹, а их нейтринная светимость значительно меньше, т.к. центральные температуры не превышают $\sim 4 \cdot 10^7$ К. Поэтому большая часть звезд в Галактике и во Вселенной являются звездами главной последовательности.

После окончания горения водорода в ядре звезда отходит вправо от главной последовательности на диаграмме эффективная температура – светимость (диаграмма Герцшпрунга-Рессела), ее эффективная температура уменьшается, и звезда перемещается в область красных гигантов. Рост радиуса оболочки связан с конвективным переносом энергии от слоевого водородного источника, располагающегося непосредственно вблизи гелиевого ядра. Уменьшение выделения энергии по мере истощения доли водорода в ядре приводит к его гравитационному сжатию. Из-за этого тем-

¹Это связано в первую очередь с увеличением радиуса звезды и изменением непрозрачности вещества звезды.

пература в ядре постепенно растет, и при значениях температуры $T_c \sim 2 - 3 \cdot 10^7$ и плотности $\rho_c \sim 10^3 - 10^4$ г/см³ начинается термоядерное горение гелия. Так как в природе нет устойчивых элементов с атомными номерами 5 и 8, невозможна реакция ${}^4\text{He} + \text{p} \rightarrow {}^5\text{...} + \dots$, а ядро бериллия-8 неустойчиво и быстро распадается на 2 альфа-частицы: ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^- + \nu_e$; ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^2\text{He}$, $(3 \cdot 10^{-16})$ с.

Наиболее важная реакция горения гелия в звездах – так называемый 3α -процесс: ${}^3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$. Энергия суммы трех альфа-частиц на 7.28 МэВ превышает энергию покоя ядра углерода-12. Поэтому чтобы реакция эффективно шла, нужен “подходящий” энергетический уровень ядра углерода-12. Такой уровень (с энергией 7.656 МэВ) у ядра ${}^{12}\text{C}$ имеется², поэтому 3α -реакция в звездах идет с достаточной скоростью. Две альфа-частицы образуют короткоживущее ядро ${}^8\text{Be}$: ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightleftharpoons {}^8\text{Be}$. Время жизни ${}^8\text{Be}$ около 10^{-16} с, но есть вероятность присоединения еще одной альфа-частицы с образованием возбужденного ядра углерода-12: ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightleftharpoons {}^{12(*)}\text{C}$. Возбуждение ядра снимается рождением пары, а не фотоном, т.к. фотонный переход с этого уровня запрещен правилами отбора $\Delta s = 0$: ${}^{12*}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + e^-$. Заметим, что образующийся атом ${}^{12}\text{C}^*$ в основном сразу же “разваливается” на Be и He и в конечном счете на 3 альфа-частицы, и только в одном случае из 2500 происходит переход на основной уровень с выделением энергии 7.65 МэВ, уносимой e^+e^- парой.

Выделение энергии на грамм при горении гелия примерно на порядок меньше, чем при горении водорода. Поэтому время жизни и число звезд на этой стадии эволюции значительно меньше, чем звезд главной последовательности. Однако поскольку в реакции участвуют три частицы, энерговыделение на грамм пропорционально квадрату плотности и становится значительным в плотных ядрах звезд отошедших от главной последовательности. Поэтому благодаря высокой светимости на стадиях красного гиганта или

²Этот уровень ядра ${}^{12}\text{C}$ был предсказан Ф.Хойлом для объяснения синтеза элементов в звездах и позднее был экспериментально обнаружен В. Фаулером.

сверхгиганта, когда в ядре звезды идет грение гелия в углерод, такие звезды хорошо изучены.

Реакция, при которой возможно сближение ядер гелия до радиуса действия ядерных сил, также как и реакция ${}^4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}$ возможна за счет квантового туннельного эффекта и требует очень высоких температур.

Скорость дальнейшей реакции



сильно зависит от температуры, которая определяется массой звезды, поэтому окончательный результат горения гелия в звездах – образование углеродного, углеродно-кислородного или чисто кислородного ядра.

На последующих стадиях эволюции массивных звезд в центральных областях звезды при высоких температурах происходят реакции непосредственного слияния тяжелых ядер. Энерговыделение в реакциях горения ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$ сравнимо с энерговыделением в 3α -реакции, однако при высоких температурах $\sim 2 \times 10^9$ К все более важным становится нейтринное излучение. Время жизни звезды на этих стадиях намного меньше, чем время горения гелия. Вероятность обнаружения таких звезд крайне мала, и в настоящее время нет ни одного уверенного отождествления звезды в спокойном состоянии, выделяющей энергию за счет горения ${}^{12}\text{C}$ или более тяжелых элементов.

6.2. Вырождение вещества

В процессе эволюции плотность и температура в центре звезды растут. При росте плотности физическое состояние вещества начинает изменяться – сначала из-за кулоновского взаимодействия (пример – обычные твердые тела), а затем из-за квантовомеханических эффектов (вырождение электронного газа). Действительно, как следует из астрономических наблюдений, компактные белые карлики имеют радиус около 0.01 солнечного при массе порядка массы Солнца, т.е. их средняя плотность $\sim 10^4 \text{ г}/\text{см}^3$. При

такой плотности межатомные расстояния меньше размеров электронных орбит в атомах и электроны становятся свободными даже при нулевой температуре $T = 0$ и сохраняют высокие скорости движения.

Газ может рассматриваться как идеальный пока энергия взаимодействия между его частицами пренебрежимо мала по сравнению с тепловой энергией. Приближение идеального одноатомного газа с энергией на одну частицу $E = 3/2kT$ прекрасно описывает поведение плазмы в центре Солнца и более массивных звезд главной последовательности.

С повышением плотности средние расстояния между частицами уменьшаются, $\delta l \sim \rho^{-1/3}$, и когда они станут сопоставимы с Де-Бройлевской длиной волн частиц, $\lambda = \hbar/p$ (p – импульс частиц), начнут сказываться квантово-механические свойства. Важнейшее из этих свойств связано с т.н. *вырождением* газа из частиц с полуцелым спином, из-за которого радикальным образом меняются термодинамические свойства вещества.

В применении к частицам с полуцелым спином – фермионам (e, n, p) действует принцип Паули (В. Паули, 1925): частицы идентичны, если они имеют одинаковый спин, а для их координат и импульсов существуют квантово-механические ограничения:

$$\delta p_x \delta x = h, \quad \delta p_y \delta y = h, \quad \delta p_z \delta z = h.$$

Отсюда следует, что одна ячейка фазового пространства

$$\delta x \delta y \delta z \delta p_x \delta p_y \delta p_z = h^3$$

может содержать не более двух фермионов (если их спины противоположны). Принцип Паули позволил объяснить периодическую таблицу элементов Менделеева.

При равновероятной ориентации вектора импульса объем фазового пространства, приходящийся на 1 электрон, который в предельном случае равен $h^3/2$, составляет $(1/n_e)(4/3\pi r^3)$. Здесь первый член в скобках – пространственный объем на одну частицу,

где $n_e = \rho/(\mu_e m_p)$, а второй объем шара в пространстве импульсов, радиус которого примерно равен вероятному значению полного импульса частиц $p_F = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}$ для рассматриваемого предельного случая (т.н. импульс Ферми).

Для идеального газа наиболее вероятное значение импульса $p = m_e \sqrt{2kT/m_e}$. Поэтому на одну частицу приходится в среднем фазовый объем $(1/n_e)(4\pi/3)(2kTm_e)^{3/2}$ при разрешенном объеме, составляющем всего $h^3/2$ на одну частицу. В нормальных звездах последняя величина пренебрежимо мала по сравнению с первой, т.е. квантовыми эффектами можно пренебречь. Абсолютное большинство квантовых ячеек с объемом $h^3/2$ не будет содержать ни одной частицы.

Однако при возрастании n_e или уменьшении T должен наступить предел применимости приближения идеального газа, когда существенная доля всех ячеек фазового пространства окажется заполненной, и плотность частиц в фазовом пространстве уже не может быть увеличена. Любой процесс сжатия газа будет приводить к росту средних значений импульсов (скоростей) частиц, не связанную с изменением температуры, и, следовательно, к росту давления, препятствующему сжатию. Приравнивая $h^3/2$ среднему объему фазового пространства, приходящемуся на одну частицу, получаем, что критическая температура (температура вырождения) равна:

$$T_c = \left(\frac{h^3 n_e}{8\pi/3} \right)^{2/3} (2km_e)^{-1} \sim E_F/k,$$

где $E_F = p_F^2/2m_e$ - энергия Ферми для нерелятивистских частиц. Опуская константы, для значений температуры T_c и плотности ρ_c , при которых происходит заполнение ячеек фазового пространства, получаем: $T_c \sim n_e^{2/3} m_e^{-1} h^2$, или $\rho_c \sim (Tm_e/h^2)^{3/2}$. Вырождение наступает при $T < T_c$ или $\rho > \rho_c$. Импульсы (скорости) электронов становятся выше тепловых (все разрешенные значения для тепловых скоростей уже заняты).

Пример. Рассмотрим газ в центре Солнца, плотность $\rho = 120 \text{ г/см}^3$, вещество полностью ионизовано, из-за электронейтральности плазмы концентрация зарядов отрицательного знака (электронов) равна концентрации положительных ионов, для чисто водородной плазмы $n_e \approx n_p = \rho/m_p \approx 6 \cdot 10^{23} \cdot 120 \sim 10^{26} \text{ см}^{-3}$, температура $T_\odot \sim 1 \text{ кэВ} > T_{\text{выр}} \approx 3 \cdot 10^{-11} (10^{26})^{2/3} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ К}$, т.е. электроны в центре Солнца невырождены.

Вырождение может быть различным – от слабого до релятивистского. В последнем случае при очень высокой плотности $\rho \gg \rho_c$ (для вещества с температурой вплоть до характерных значений внутри звезд эта плотность $\rho_c \simeq 10^6 \text{ г/см}^3$) электроны становятся релятивистскими, для них энергия Ферми E_F становится много больше $m_e c^2$. Скорости протонов при этом остаются тепловыми, поскольку, как было показано выше, критическое значение $\rho_c \sim m^{3/2}$, и протонный газ остается невырожденным.

Важнейшим отличием вырожденного газа от идеального является то, что уравнение состояния при вырождении иное. Давление электронного газа уже определяется не температурой среды, а скоростями V_e нетепловых движений электронов, связанных с квантово-механическим вырождением

$$P_e \sim \rho V_e^2 = (n_e m_e) V_e^2.$$

Поскольку на один электрон приходится фазовая ячейка с объемом, пропорциональным $n_e^{-1} (m_e V_e)^3$, которая ограничена величиной $h^3/2$, мы имеем $V_e \sim h n_e^{1/3} m_e^{-1}$, а следовательно

$$P_e \sim h^2 n_e^{5/3} m_e^{-1}.$$

Концентрация электронов пропорциональна полной плотности вещества, откуда можно заключить, что давление электронного газа пропорционально $\rho^{5/3}$. При релятивистском вырождении средняя энергия электронов становится сопоставимой со скоростью света, и это немножко ослабляет степень зависимости давления от плотности. Более медленный рост энергии релятивистских электронов

с возрастанием их импульса $P_e \sim p_F c$ приводит к более мягкой зависимости давления от плотности:

$$P_e \sim \rho^{4/3}.$$

В общем случае надо рассматривать давление газа как состоящее из двух компонент: $P_g = P_{th} + P_e$, где P_{th} – тепловое давление, обусловленное хаотическим движением невырожденных частиц. Для идеального ионизованного газа оно связано в равной мере как с протонами, так и электронами, но в случае вырожденного газа электронная составляющая давления P_e значительно превосходит P_{th} .

Давление вырожденного нерелятивистского (или слабо релятивистского) электронного газа удерживает белые карлики от сжатия, даже если их температура будет сколь угодно низкой: движения электронов в звезде не прекратятся и при абсолютном нуле (как они не прекращаются в обычных атомах любого вещества).

Покажем, что у звезды, давление вещества в которой определяется нерелятивистским вырожденным электронным газом (белый карлик), имеет место обратное соотношение масса-радиус. Из уравнения гидростатического равновесия давление в центре есть $P \sim (GM/R)\rho \sim GM^{2/3}\rho^{4/3}$. Сравнивая к $P = K\rho^{5/3}$, находим, что радиус такой звезды $R \sim (M/\rho)^{1/3}$ должен зависеть от массы как $R \sim KM^{-1/3}$ в отличие от стационарных звезд главной последовательности, радиус которых увеличивается с массой $R \propto M^{0.8}$.

Радиусы типичных белых карликов с массой Солнца порядка $1/100$ радиуса Солнца. Обратная зависимость масса-радиус для белых карликов полностью подтверждается наблюдениями. Отметим, что для более тяжелых фермионов – нейtronов – аналогичная конфигурация (нейтронная звезда), должна иметь радиус примерно в $m_n/m_e \sim 2000$ раз меньше, т.е. порядка нескольких километров. Это следствие соотношения $K \propto m_n^{-1}$).

6.3. Предел Чандрасекара и фундаментальная масса звезды.

При увеличении плотности вещества до значений $\rho > 10^6 \text{ г/см}^3$ вырожденные электроны становятся релятивистскими, их давление $P \rightarrow K\rho^{4/3}$, и из уравнения гидростатического равновесия (см. выше) находим, что равновесие возможно только при одной массе (предел Чандрасекара)

$$M_h \approx (K/G)^{3/2}$$

Точное значение предела Чандрасекара для релятивистского вырожденного электронного газа при нулевой температуре

$$M_{Ch} = 5.83M_\odot Y_e^2 \approx 1.46M_\odot (Y_e/0.5)^2 \quad (6.2)$$

где Y_e – число электронов, приходящееся на один нуклонов и для элементов тяжелее гелия $Y \leq 0.5$ (для $^{56}_{26}Fe$ $Y_e = 26/56$). Если масса белого карлика превышает M_{Ch} , то он будет безудержно сжиматься до плотности атомных ядер, когда не только электронный, но и нейтронный газ станет вырожденным.

Пример. Покажем, что предельная масса Чандрасекара может быть выражена только через фундаментальные мировые постоянные – массу протона и планковскую массу. Импульс Ферми вырожденных электронов при нулевой температуре определяется только их концентрацией, которая выражается через плотность вещества ρ и лептонный параметр Y_e :

$$p_F \sim \hbar(Y_e\rho/m_p)^{1/3}$$

Тогда давление вырожденного газа релятивистских электронов:

$$P_{rel} \sim (Y_e \frac{\rho}{m_p}) m_p c_F \sim (Y_e \frac{\rho}{m_p}) p_{Fc} \sim \frac{c\hbar}{m_p^{4/3}} (Y_e \rho)^{4/3} = K_{rel} \rho^{4/3}$$

где коэффициент

$$K_{rel} \sim \frac{c\hbar Y_e^{4/3}}{m_p^{4/3}}$$

и, таким образом, предельная масса

$$M_{Ch} \sim \left(\frac{c\hbar}{Gm_p^{4/3}} \right)^{3/2} Y_e^2 = m_p \left(\frac{m_{Pl}}{m_p} \right)^3$$

где $m_{Pl} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 10^{19}$ ГэВ $\approx 10^{-5}$ г – планковская масса.

При более высоких плотностях гравитационному сжатию может противостоять давление вырожденных нейтронов (нейтронная звезда). Как и для белого карлика, можно получить предельную массу для нейтронной звезды (иногда ее называют пределом Оппенгеймера-Волкова, (Oppenheimer, Volkoff) которые в 1939 году рассмотрели строение простейшей нейтронной звезды, состоящей только из вырожденных нейтронов). В отличие от предела Чандraseкара для белых карликов, который зависит только от химического состава вещества (этим определяется лептонное число Y_e), предел Оппенгеймера-Волкова зависит от плохо известного уравнения состояния материи при ядерных плотностях $\rho > 10^{14}$ г/см³. Современные расчеты показывают, что для различных уравнений состояний этот предел находится в пределах $\sim 1.5 - 3M_\odot$, и его определение является одной из фундаментальных задач физики нейтронных звезд.

6.4. Вырождение вещества в центре звезды у звезд различных масс

Основная причина, приводящая к различию эволюции звезд разных масс после главной последовательности, кроется в различии физических условий в ядре звезды. Эти различия, как мы сейчас увидим, связаны с главным макроскопическим параметром нормальной звезды – ее полной массой M .

Рассмотрим звезду срезу после окончания горения водорода в ядре, т.е. по прошествии ядерного времени t_n после попадания звезды на главную поледовательность. В соответствии с теоремой вириала для звезды, состоящей из идеального одноатомного газа, $2E_{th} + U = 0$, ее тепловая энергия $E_{th} = 3/2\mathcal{R}MT \sim$

$-1/2U \sim GM^{5/3}\rho^{1/3}$ (здесь \mathcal{R} – универсальная газовая постоянная). Так как звезда продолжает излучать, ее полная энергия $E_{tot} = \frac{1}{2}U \sim -GM^{5/3}\rho^{1/3}$ уменьшается (оставаясь отрицательной!) и соответственно (при постоянной массе) должна увеличиваться средняя плотность. Если бы газ все время оставался идеальным, температура и плотность в центре возрастили бы при сжатии до тех пор, пока создадутся условия для загорания более тяжелых элементов в ядре звезды (см. выше).

Однако в реальности, как было показано в основополагающих работах Чандraseкара, Фаулера и др., сценарий, описанный выше, реализуется только для достаточно массивных звезд с полной массой на главной последовательности не менее 8-10 солнечных. При увеличении температуры среднеквадратичный разброс импульсов тепловых электронов $\Delta p_e \sim \pm\sqrt{3m_e kT}$, расстояние между соседними электронами $\Delta q_e \sim (m_p/\rho)^{1/3}$, поэтому объем фазового пространства, приходящийся на один электрон, $(\Delta p_e \Delta q_e)^3 \sim [T^{1/2}/\rho^{1/3}]^3 \propto M^{1/2}R^{3/2}$ (здесь мы использовали $\rho \sim M/R^3$ и вириальное соотношение $T \sim M/R$). В числах имеем

$$(\Delta p_e \Delta q_e)^3 \approx 180h^3 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{3/2} \quad (6.3)$$

где h – постоянная Планка. Отсюда видно, что при сжатии массы Солнца до размеров $\sim 0.03R_\odot$ существенными становятся квантовые эффекты вырождения электронов, и газ перестает быть идеальным.

Остается понять, что произойдет “быстрее” – вырождение вещества при сжатии или начало горения очередного химического элемента в ядре звезды. Именно эти физические факторы и определят дальнейшую эволюцию. Легко качественно показать, что именно полная масса звезды M является решающим фактором. Для этого рассмотрим более реалистичный переходной случай, когда давление определяется не только тепловыми движениями идеального газа, но и в существенной степени вырожденным элек-

тронным газом. В таком газе полное давление определяется двумя слагаемыми:

$$P \approx \rho \mathcal{R}T + K_\Gamma \rho^\Gamma \quad (6.4)$$

(показатель адиабаты $\Gamma = 5/3$ для нерелятивистского и $4/3$ для релятивистского вырожденного электронного газа соответственно). Условия гидростатического равновесия сферически-симметричной звезды требуют выполнения соотношения

$$P_c/\rho_c = GM/R = GM^{2/3} \rho_c^{1/3} \quad (6.5)$$

(как и выше, опущены структурные числовые множители). Из этих соотношений находим поведение центральной температуры с ростом плотности:

$$\mathcal{R}T_c = GM^{2/3} \rho_c^{1/3} - K_\Gamma \rho_c^{\Gamma-1} \quad (6.6)$$

Видно, что в зависимости от массы, центральная температура ведет себя по-разному.

Если вырождение несущественно (при больших массах!), то $T_c \propto \rho_c^{1/3}$, т.е. температура повышается с ростом плотности и возможно термоядерное горение любого горючего. При малых массах и $\Gamma > 4/3$ решающим фактором становится давление вырожденных электронов. Из формулы выше видно, что температура достигает нуля при плотности

$$\rho_{cr} \approx \left(\frac{GM^{2/3}}{K_\Gamma} \right)^{1/(\Gamma-4/3)} \quad (6.7)$$

Для таких конфигураций в ходе сжатия достигается некоторая максимальная температура. При дальнейшем повышении плотности происходит охлаждение, а гидростатическое равновесие поддерживается за счет вырожденных электронов. Расчет показывает, что при гравитационном сжатии протозвездного облака с массой $> 0.08 M_\odot$ температура и плотность в точке максимума больше, чем требуется для термоядерного горения водорода, поэтому в

6.4. Вырождение вещества в центре звезды у звезд различных масс 189

природе не бывает массивных белых карликов с преимущественно водородным составом.

Возможность вырождения электронного газа в ядре звезды на главной последовательности или сразу после ее завершения зависит от критической массы, определяемой условием $T_c = 0$ при $\Gamma = 4/3$. Очевидно, эта критическая масса есть предельная масса Чандрасекара для полностью вырожденного релятивистского газа

$$M_{Ch} = \left(\frac{K_{4/3}}{G} \right)^{3/2} Y_e^2 \approx 5.83 M_\odot Y_e^2 \quad (6.8)$$

(здесь восстановлен фактор $Y_e = n_e/n$ – число электронов на нуклон, зависящий от химсостава; для полностью ионизованного чистого гелия или углерода $Y_e = 0.5$).

Таким образом, если полная масса звезды не превосходит предела Чандрасекара $M \leq 1.2 - 1.3 M_\odot$, ядерное горение не доходит до завершения (элементы группы железа), поскольку требуемые для этого высокие температуры не достигаются из-за вырождения электронов. Конечным продуктом эволюции таких звезд должны быть белые карлики, состоящие из смеси несгоревших элементов ^{12}C , ^{16}O .

В заключение сделаем одно замечание физического характера относительно протекания ядерных реакций в условиях вырождения электронов. Как обсуждалось в главе 5, ядерные реакции в ядре звезды главной последовательности протекают медленно из-за отрицательной теплоемкости, которая является следствием теоремы вириала. Если газ электронов вырожден, то давление определяется главным образом плотностью вещества, и в звездах малой массы именно давление вырожденного электронного газа вносит основной вклад в компенсацию гравитационного сжатия. При этом практически вся тепловая энергия сосредоточена в движении ионов (теплоемкость вырожденного электронного газа значительно меньше). Когда температура при сжатии достигнет значений, пригодных для протекания ядерных реакций (например, З α -процесс горения гелия с образованием углерода), начнет выделяться тепловая энергия. Эта энергия в первую очередь пойдет

на разогрев ионов и из-за высокой степенной зависимости скорости ядерных реакций от температуры приведет к еще большему энерговыделению. В невырожденных условиях тепловое давление немедленно бы привело к увеличению радиуса звезды и к уменьшению центральной температуры (отрицательная теплоемкость!). Таким образом, условие отрицательной теплоемкости звезды при поддержании гидростатического равновесия давлением вырожденных электронов перестает выполняться. Поэтому ядерные реакции в вырожденном веществе ядра звезды начинают приобретать взрывной характер до тех пор, пока тепловое движение ионов не “раскачет” электроны из-за кулоновских взаимодействий до снятия вырождения и восстановления отрицательной теплоемкости. При эволюции звезд малой массы загорание гелия в вырожденном ядре наблюдается в виде резкой кратковременной вспышки (т.н. гелиевая вспышка), после которой вырождение электронов в веществе снимается и горение приобретает спокойный характер. После гелиевой вспышки звезды малых масс оказываются на горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга-Рессела.

Эволюция звезды с массой Солнца на диаграмме Герцшпрунга-Рессела схематически показана на Рис. 6.1. Эволюционный трек звезды с массой 5 солнечных с указанием основных физических процессов и времен приведен на Рис. 6.2.

6.5. Роль потери массы в эволюции звезды

Если бы масса звезды оставалась постоянной, масса Чандraseкара $\sim 1.3M_{\odot}$ определяла бы границу эволюции маломассивных звезд, дающих в конечном счете белые карлики, и звезд, вырождение в которых не наступает и ядерное горение происходит до конца, то есть до образования элементов железного пика. Однако второй после начальной массы на главной последовательности фактор эволюции нормальных звезд – потеря массы из оболочки звезды. Есть несколько причин, приводящих к этому. Если звезда одиночная, то истечение вещества из оболочки, называемое звездным ветром, связано с испарением звездной атмосферы и (особенно в

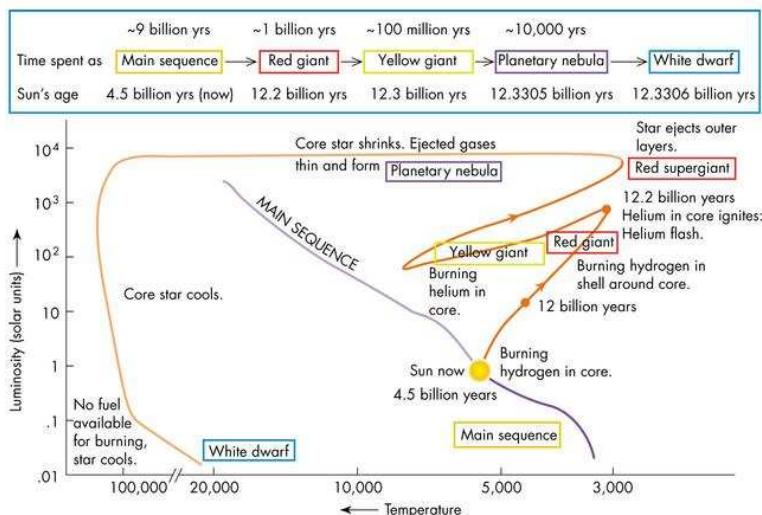


Рис. 6.1. Эволюция Солнца на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

случае массивных звезд ранних спектральных классов) передачей импульса веществу давлением излучения в резонансных линиях металлов. В тесных двойных системах появляется возможность очень эффективной потери массы звездой из-за приливного воздействия соседней компоненты. Ввиду важных особенностей, эволюция двойных звезд должна рассматриваться отдельно, а здесь мы остановимся только на потере массы одиночными звездами.

6.5.1. Звездный ветер на главной последовательности

Потеря массы, уносимой звездным ветром, не очень важна для звезд главной последовательности поздних спектральных классов (G,K,M) из-за их невысокой светимости, малой роли светового давления и относительно малых радиусов (порядка радиуса Солнца). Однако звезды ранних спектральных классов (особенно O и B) интенсивно теряют массу. О потере массы звездами судят по характерным особенностям спектральных линий в оптическом и особенно в УФ-диапазоне (профили типа R Cug – эмиссия с абсорбци-

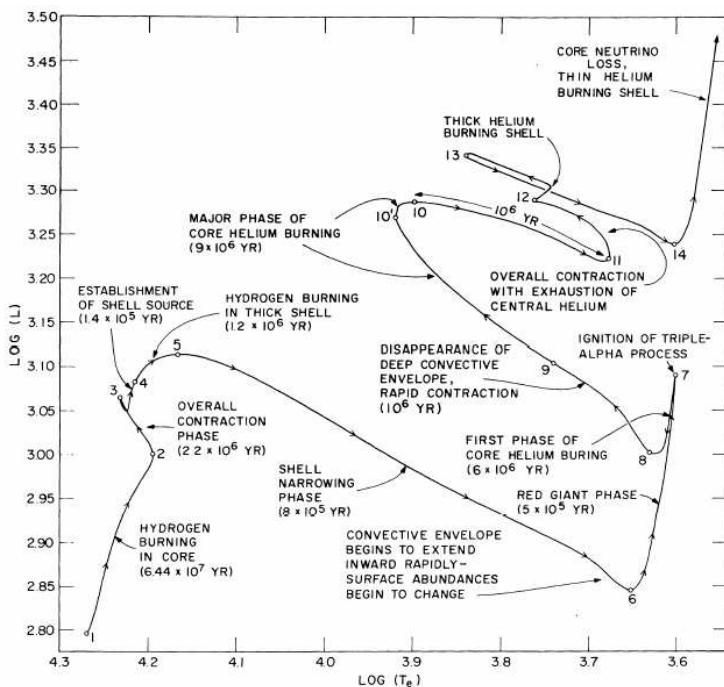


Рис. 6.2. Эволюция звезды с массой $5M_{\odot}$ на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

онной деталью в синем крыле, см. Рис. 6.3) и по взаимодействию звездного ветра с окружающей межзвездной средой (кольцевые туманности вокруг Of и WR-звезд), оболочки и сверхоболочки вокруг ОВ-ассоциаций (см. подробнее в монографии Т.А.Лозинской “Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики”, М.:Наука, 1986).

Основная причина потери массы звездами ранних спектральных классов – давление излучения в спектральных линиях тяжелых элементов (напомним, что в центре резонансных линий сечение фотопоглощения порядка квадрата размера первой Боровской орбиты атома $\approx 10^{-18} \text{ см}^2$). Ускорение газа происходит в результате передачи импульса при резонансном рассеянии в сильных УФ-линиях Si IV (1394-1403 Å), C IV (1548-1551 Å), N V (1240 Å) и др. Скорость звездного ветра v_∞ определяется по верхней границе

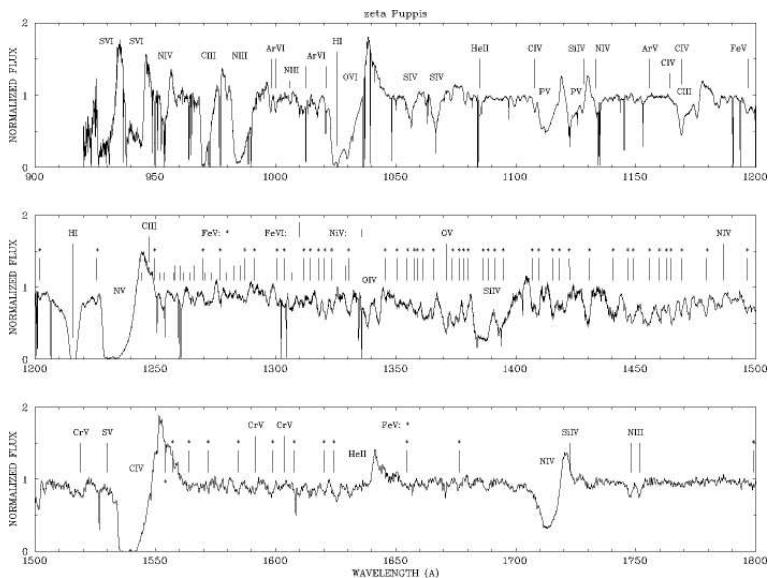


Рис. 6.3. УФ-спектр одной из ярчайших звезд раннего спектрального класса O4I(f) – сверхгиганта ζ Puppis (из работы Morton, Underhill 1977). Характерный профиль линий типа R Cyg с абсорбцией в голубом крыле и эмиссией в красном крыле линий свидетельствует о наличии мощной истекающей оболочки.

абсорбционной линии в спектре и для различных звезд составляет от нескольких сотен до нескольких тысяч км/с. Эмпирически найдено, что $v_\infty \approx 3v_p$, где $v_p = \sqrt{2GM/R}$ – параболическая скорость на границе фотосферы звезды.

Гораздо труднее определить темп потери массы. Уравнение неразрывности течения в сферически-симметричном случае записывается в виде

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho(R) v(R) \quad (6.9)$$

где $\rho(R)$ – плотность и $v(R)$ – скорость ветра на расстоянии R от центра звезды. Изменение скорости с расстоянием находится из наблюдения линий разных элементов, а вот изменение плотности определить сложнее. Для этого требуется задать модель атмосферы звезды, химический состава и степень ионизации и другие плохо определенные параметры.

Более надежный способ непосредственного определения \dot{M} дают наблюдения свободно-свободного излучения истекающей атмосферы в ИК и радио диапазоне, в которых велико поглощение, а слой, соответствующий единичной оптической толще $\tau = 1$, лежит в области сформировавшегося ветра. Измеряя радиопоток на фиксированной частоте и оценивая расстояние до звезды, можно получить оценку \dot{M} . Так были определены темпы потери массы для многих звезд типа Вольфа-Райе (WR) и ОВ-сверхгигантов. Именно эти звезды наиболее интенсивно теряют массу: $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$.

Зависимость темпа потери массы О-звездами от светимости L , неплохо описывающая наблюдаемую ситуацию, может быть представлена в полуэмпирической форме Гармани (есть и другие приближения):

$$\lg \left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{год}} \right) = -7.15 + 1.73 \lg \left(\frac{L}{10^5 L_{\odot}} \right) \quad (6.10)$$

Очевидно, темп потери массы должен быть как минимум пропорционален УФ-светимости (при резонансном рассеянии УФ-квантов переданный импульс L/c идет на ускорение газа до скорости v_{∞} : $\dot{M} \propto L/(cv_{\infty})$).

Эмпирически найденный темп потери массы молодыми массивными звездами $\sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ свидетельствует о большой важности учета звездного ветра уже на стадии главной последовательности, так как при такой высокой интенсивности истечения звездного ветра звезда может потерять от 10 до 50 процентов своей первоначальной массы. Более подробно см. монографию К. Де Ягера “Звезды наибольшей светимости”, М.:Мир, 1984).

6.5.2. Звездный ветер после главной последовательности.

Асимптотическая ветвь гигантов и образование планетарных туманностей

Звездный ветер является существенным и в ряде случаев определяющим фактором эволюции звезд после главной последовательности.

тельности. Это связано с тем, что на стадии красного гиганта радиус звезды достигает нескольких тысяч и более радиусов Солнца, а параболическая скорость снижается до 10 км/с. При этом темп потери массы от массивных холодных звезд-красных гигантов и сверхгигантов может достигать $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Это ниже, чем у горячих массивных звезд, но плотность вещества ветра велика из-за малой скорости. Основной механизм ветра в этом случае – гидродинамическое истечение атмосферы в межзвездную среду. Энергия для истечения атмосфер звезд поздних спектральных возможна, черпается за счет различных МГД-неустойчивостей и затухания волновых возмущений во внешней атмосфере. Существенным также оказывается давление излучения на пылевые частицы холодной звездной атмосферы и макротурбулентные движения в хромосфере.

Эволюционно важный случай – потеря массы звездами на асимптотической ветви гигантов. На асимптотическую ветвь гигантов на диаграмме Герцшprunga-Рессела попадают звезды с массой от ~ 3 до $\sim 8 - 10$ масс Солнца после стадии невырожденного горения гелия и его превращения в углерод и углерода в кислород. Светимость звезды на этой стадии обусловлена водородным и гелиевым слоевым источником, окружающим вырожденное CO-ядро. Большой градиент температуры в оболочке приводит к интенсивной конвекции (общее свойство для всех стадий со слоевыми источниками). Горение водородного и гелиевого слоевого источника подвержено тепловой неустойчивости. Действительно, горение водорода во внешнем слоевом источнике сопровождается сжатием и частичным вырождением нижележащих слоев гелия, что приводит к ускорению термоядерного горения в гелиевом слоевом источнике на границе с вырожденным CO-ядром. При этом слоевые источники расширяются, температура и плотность в них падают, и темп генерации энергии уменьшается. Слои начинают скиматься, и процесс повторяется. Такое неустойчивое горение приводит к периодической подкачке энергии во внешнюю оболочку и в конечном счете к ее интенсивному истечению с темпом потери массы,

доходящим до $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. Яркий представитель звезд на асимптотической ветви гигантов – долгопериодические неправильные переменные типа Миры Кита. На этой стадии фактически происходит формирование планетарной туманности вокруг горячего вырожденного ядра звезды – будущего белого карлика.

6.6. Сводка результатов эволюции одиночных звезд после главной последовательности

В заключение этого раздела приведем краткую сводку результатов эволюции одиночных звезд солнечного химсостава, имеющих различные массы на главной последовательности. Следует иметь в виду некоторую условность приводимых границ, зависящих от выбранных параметров и до сих пор существующих неопределенностей звездной эволюции (аккуратный учет конвекции в звездных недрах, вращение и т.д.).

I. $M < 0.08 M_{\odot}$. Эта масса слишком мала для начала термоядерного горения водорода. В центре такой “звезды” (иногда применяют термин “коричневый карлик”) существенны эффекты вырождения электронов и кулоновские взаимодействия и объект представляет собой промежуточный случай между планетами и звездами. Планеты-гиганты типа Юпитера ($M \approx 0.001 M_{\odot}$) могут служить примером.

II. $0.08 M_{\odot} < M < 0.5 M_{\odot}$. Звезды с массой $< 0.5 M_{\odot}$ на главной последовательности полностью конвективны, что предотвращает загорание слоевого источника после выгорания водорода в ядре. Такие звезды не становятся красными гигантами и от главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рассела движутся налево, сжимаясь и нагреваясь. Температура в гелиевом ядре остается ниже температуры снятия электронного вырождения, поэтому в конечном счете из таких звезд должны были бы образовываться вырожденные гелиевые белые карлики с массой $\sim 0.5 M_{\odot}$. В реальности время горения водорода на главной последовательности у одиночных звезд с массой $> 0.8 M_{\odot}$ превышает возраст Вселенной, поэтому из одиночных звезд гелиевые белые

6.6. Сводка результатов эволюции одиночных звезд после главной последовательности

карлики образоваться не успевают. Однако если маломассивная звезда является компонентом двойной системы, возможно уменьшение ее массы, и обнаженное вырожденное гелиевое ядро с массой около половины солнечной при остывании превращается в гелиевый белый карлик.

II. $0.5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 2.5 M_{\odot}$. После горения водорода образуется вырожденное гелиевое ядро с массой около $0.5 M_{\odot}$. На стадии красного гиганта горит водородный слоевой источник. Начало горения гелия и его превращение в углерод на стадии красного гиганта происходит в вырожденных условиях и поэтому сопровождается резким кратковременным энерговыделением (гелиевая вспышка). После гелиевой вспышки звезда на диаграмме ГР движется влево примерно с постоянной светимостью (т.н. горизонтальная ветвь). Оболочка постепенно рассеивается, и конечным продуктом эволюции является оставающий углеродно-кислородный белый карлик с массой около $0.5 M_{\odot}$.

III. $2.5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$. После горения водорода гелиевое ядро невырождено и после стадии красного гиганта (водородный слоевой источник) происходит невырожденное горение гелия с образованием углерода и кислорода. В результате внутри красного гиганта образуется вырожденное CO-ядро с массой $< 1.2 M_{Ch}$. Из-за тепловых неустойчивостей оболочки сбрасывается на стадии асимптотической ветви гигантов с образованием планетарной туманности, светящейся за счет подсветки горячим ($T \approx 10^5$ К) ядром, которое постепенно остывает и превращается в холодный CO-белый карлик. Средняя масса таких белых карликов $0.6-0.7 M_{\odot}$.

IV. $8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10 - 12 M_{\odot}$. В этом узком диапазоне масс термоядерное горение доходит до смеси кислорода, неона и магния. Дальнейшие термоядерные реакции не происходят, так как оболочка звезды рассеивается в виде планетарной туманности. Результат эволюции после сброса оболочки – O-Ne-Mg белый карлик с массой вблизи чандрасекаровского предела ($\sim 1.2 M_{\odot}$).

V. $10 - 12 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 30 - 40 M_{\odot}$. Термоядерная эволюция в ядре происходит при невырожденных условиях вплоть до обра-

зования элементов железного пика (Fe , Co , Ni). Ядро с массой $1.5\text{-}2 M_{\odot}$ подвержено ряду неустойчивости (см. ниже) и коллапсирует с образованием нейтронной звезды. Процесс сопровождается вспышкой сверхновой типа II (если сохранилась протяженная водородная оболочка) или Ib/c (коллапс ядра звезды Вольф-Райе). Сбрасываемая оболочка взаимодействует с межзвездной средой и в течение нескольких десятков тысяч лет существует в виде светящейся туманности – остатка сверхновой.

VI. $M \gtrsim 30 - 40 M_{\odot}$. Возможно, звезды с такими массами коллапсируют с образованием черной дыры с массой около $10 M_{\odot}$. Пока нет надежных теоретических расчетов этого процесса, хотя эмпирически существование черных дыр звездных масс несомненно.

Эволюционные треки звезд различной массы приведены на Рис. 6.4.

6.7. Пульсации звезд. Цефеиды.

Очень важным физическим эффектом, наблюдающимся на поздних стадиях эволюции звезд, являются крупномасштабные радиальные колебания звезды как целого. Радиальные пульсации присущи всем звездам. Однако только у некоторых звезд, находящихся на поздних стадиях эволюции после главной последовательности, эти пульсации приобретают крупномасштабный характер.

Первые пульсирующие переменные были обнаружены среди красных гигантов. Классическим образом долгопериодических пульсаций является звезда Мира (о Ceti), переменность блеска которой с периодом 11 месяцев (точнее, 322 дня) была обнаружена в 1596 г. Д. Фабрициусом. В минимуме блеска он наблюдается как звезда +9 зв. величины и не видна невооруженным глазом (см. Приложение), а в максимуме ее яркость достигает +3.5 звездной величины, то есть за один период светимость Мирры изменяется более чем в 100 раз. Позднее (1784 г.) периодические пульсации блеска с амплитудой в 1-2 зв. величины и периодами в несколько дней были обнаружен у важного класса переменных звезд типа δ

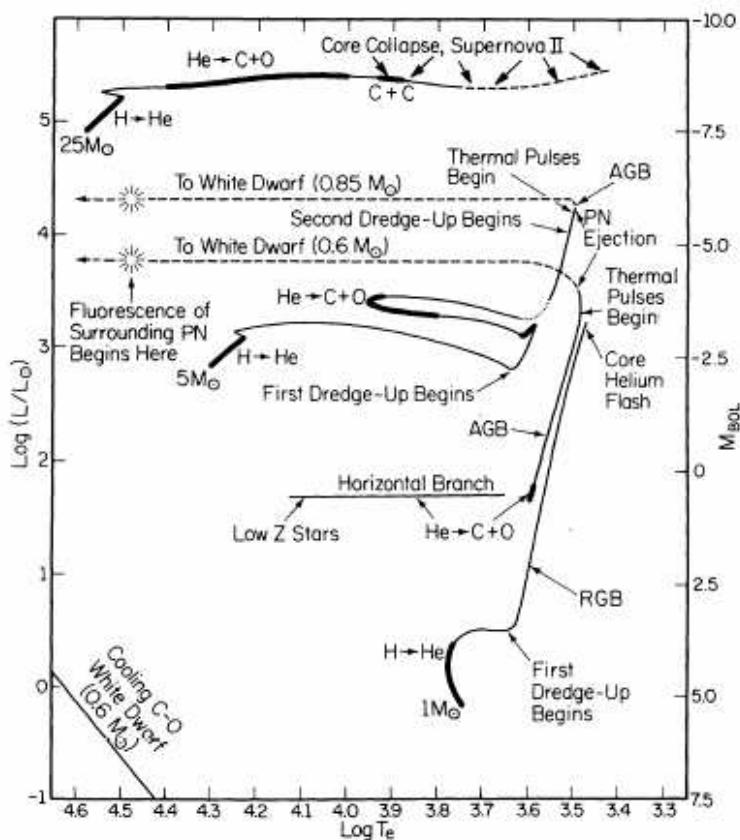


Рис. 6.4. Эволюционные треки звезд различных масс на диаграмме Герцшпрunga-Рессела. По расчетам I. Iben.

Цефея (отсюда – название всего класса). Основное свойство этих переменных звезд состоит в эмпирической зависимости период светимость – чем ярче звезда, тем больше период ее переменности блеска (1912, обнаружена амер. астрономом Генриеттой Левитт по наблюдениям 25 цефеид в Малом Магеллановом Облаке):

$$\log \left(\frac{\langle L \rangle}{L_{\odot}} \right) = 1.15 \log \left(\frac{T}{\text{сут}} \right) + 2.47, \quad (6.11)$$

где $\langle L \rangle$ – средняя светимость, T – период пульсаций. Эта зависи-

мость столь надежна, что по измерениям периода блеска позволяет определять светимость цефеиды и из наблюданного потока излучения определять расстояние до нее. Цефеиды – яркие звезды-гиганты и хорошо наблюдаются в близких галактиках. По цефеидам определены расстояния до галактик внутри объема с радиусом 15 Мпк.

Классические цефеиды представляют собой яркие звезды-гиганты дисковой составляющей звезд Галактики (население I) со светимостью около $10^4 L_\odot$, их периоды пульсаций лежат в пределах 1-100 дней. На классические цефеиды похожи переменные типа W Девы, однако их блеск слабее, периоды пульсаций лежат в пределах 1-50 дней, массы меньше массы Солнца; они являются маломассивными звездами-гигантами и принадлежат сферической составляющей (звездное население II). К пульсирующим переменным также относят звезды типа RR Лиры – маломассивные звезды на горизонтальной ветви диаграммы ГР.

Физическая причина переменности блеска цефеид – периодические изменения радиуса звезды и ее эффективной температуры в ходе ее радиальных пульсаций. Эта идея для объяснения наблюдений цефеид была опубликована в 1914 г. Б. Шепли, а сама возможность радиальных пульсаций звезд впервые обсуждалась А. Риттером в 1879 г. А. Эддингтон предположил, что радиальные колебания звезды носят характер звуковых волн, возбуждаемых при переносе тепла из недр звезды наружу. Это позволило ему правильно оценить период колебаний и найти его связь со средней плотностью звезды. Рассмотрим упрощенную модель сферически-симметричной звезды с массой M и радиусом R , состоящей из идеального газа. Период основной моды звуковых колебаний очевидно будет равен $T = 2R/v_s$, где $v_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ – скорость звука, P давление, ρ плотность, $\gamma = c_P/c_V$ показатель адиабаты. Из уравнения гидростатического равновесия находим $P/\rho \sim GM/R$, откуда для

периода пульсаций получаем оценку $T \sim 1/\sqrt{\gamma G \rho}$, которая близка к более точному соотношению

$$T \approx \sqrt{\frac{3\pi}{2G\rho}}.$$

Это соотношение находится в хорошем согласии с наблюдательными данными.

Эддингтон предположил, что пульсационная неустойчивость возникает, когда поток энергии, идущий из ядра звезды наружу сквозь оболочку, уменьшается из-за возрастания коэффициента непрозрачности вещества \varkappa . В общем случае коэффициент непрозрачности является функцией температуры и плотности, а также определяется химсоставом: $\varkappa(\rho, T, Z)$. Суть механизма возникновения пульсаций, называемого “ \varkappa -механизмом”, состоит в следующем. Если по какой-то причине κ возрастает в некотором слое, то поток излучения как бы “запирается”, создает дополнительное давление, которое начинает играть роль поршня. Это приведет к расширению оболочки, ее охлаждению и уменьшению ее плотности. Если при этом коэффициент непрозрачности уменьшается, излучение эффективнее просачивается через слой и оболочка стремится сжаться до значений плотности и температуры, соответствующим гидростатическому равновесию. Сжатие по инерции происходит до нескольких больших плотностей, оболочка опять разогревается, коэффициент непрозрачности увеличивается, и процесс циклически повторяется.

Однако коэффициент непрозрачности в оболочке звезды хорошо описывается законом $\varkappa \sim \rho/T^{7/2}$ (закон Крамерса), согласно которому изменение температуры более существенно, чем изменение плотности, и было неясно, каким образом “ \varkappa -механизм” может начать работать в реальных условиях. Только в 1950 гг. в работах советского физика С.А.Жевакина было показано, что “ \varkappa -механизм” в звездных оболочках действительно работает из-за наличия зон частично ионизованного водорода и главным образом гелия. В механизме Жевакина при сжатии оболочки плотность возрастает, а температура не следует адиабатическому ро-

сту из-за того, что часть тепловой энергии, выделяемой при сжатии, тратится на ионизацию атомов водорода или гелия. Таким образом, коэффициент непрозрачности в зоне частичной ионизации действительно возрастает при увеличении плотности. Обратно, при расширении плотность уменьшается, а температура падает медленнее адиабатического закона при рекомбинации медленных электронов в атомы водорода или гелия и выделении внутренней энергии ионов в виде рекомбинационного излучения, и коэффициент непрозрачности уменьшается.

Зона частичной ионизации водорода образуется в диапазоне температур $(1\text{--}1.5) \cdot 10^4$ К и располагается недалеко от фотосферы звезды, частичная ионизация гелия имеет место при более высоких температурах вблизи $4 \cdot 10^4$ К в более глубоких подфотосферных слоях. Последнее обстоятельство и объясняет, почему именно частичная ионизация гелия в основном отвечает за крупномасштабные радиальные пульсации цефеид. С другой стороны, расчеты показывают, что для звезд с эффективными температурами выше ~ 7500 К зоны частичной ионизации слишком близки к поверхности, а для звезд с эффективными температурами менее ~ 5500 К они залегают слишком глубоко и, что более важно, в холодных звездах реализуются условия для образования крупномасштабной конвекции вещества, которая уменьшает градиенты давлений и температур вдоль радиуса, так что крупномасштабные радиальные пульсации не развиваются. Это объясняет, почему феномен значительных пульсаций звезд наблюдается на диаграмме Герцшпрunga-Рессела в достаточно узкой полосе, называемой полосой нестабильности. Классические цефеиды и звезды типа WW Девы и RR Лиры находятся в этой полосе выше главной последовательности. Полоса нестабильности пересекает главную последовательность в районе звезд с массой несколько выше солнечной (пульсирующие звезды типа δ Щита).

В заключение отметим, что многие вопросы пульсационной неустойчивости звезд еще далеки от решения, и в этом направлении ведутся интенсивные исследования, как теоретические, так

и наблюдательные, поскольку калибровка зависимости период светимость для цефеид остается краеугольным камнем при установлении шкалы расстояний во Вселенной.

6.8. Процессы образования тяжелых элементов в природе.

Нуклеосинтез в ранней Вселенной останавливается на H , 4He , 3He , D , T , 7Li и ничтожной примеси более тяжелых элементов (т.к. в природе нет устойчивых элементов с атомным номером 5 и 8, а реакции синтеза элементов с $Z > 2$ требуют преодоления значительного кулоновского барьера). Все химические элементы, начиная с углерода, образуются при термоядерном горении вещества в звездах и при взрывах сверхновых путем захватов протонов и, главным образом, нейтронов ядрами атомов. Изотопы 7Li , 9Be , ^{10}B , ^{11}B при термоядерном горении в звездах не образуются, а их наблюдаемые концентрации связаны с ракциями скола (англ. *splallation*) при взаимодействии быстрых частиц космических лучей с тяжелыми элементами на поверхности звезд, в оболочках сверхновых в межзвездной среде. При вспышках сверхновых температуры столь высоки (до ~ 10 МэВ в центре), что устанавливается термодинамическое равновесие по ядерным реакциям и образуются элементы группы железа (Co , Ni , Fe), ядра которых состоят из равного четного числа протонов и нейтронов.

Основным механизмом образования элементов тяжелее железа является захват нейтронов (*s*- и *r*-процессы). Эти процессы различаются по соотношению характерного времени захвата нейтрона τ_n и времени β -распада в перегруженном нейтронами ядре τ_β . В *s*-процессах $\tau_n \gg \tau_\beta$ (медленный захват) нуклеосинтез происходит через относительно устойчивые ядра, находящиеся в “долине устойчивости” на диаграмме $Z - A$. Быстрый захват нейтронов с $\tau_n \ll \tau_\beta$ (*r*-процесс) реализуется в среде, сильно переобогащенной нейтронами и приводит к образованию сильно неустойчивых ядер, перегруженных нейтронами. В расчетах *r*-процессов существует большая неопределенность, по-видимому *r*-процессы активно про-

исходят в условиях интенсивного нейтринного облучения. Описанный синтез тяжелых ядер происходит при гелиевых вспышках в звездах умеренных масс, на стадии асимптотической ветви гигантов, при вспышках новых звезд и наиболее активно – при вспышках сверхновых (в основном типа Ia – термоядерном взрыве белых карликов с массой, близкой к предельно возможной M_{Ch}). Еще раз подчеркнем, что астрофизические явления, в которых происходят *r*-процессы, окончательно не установлены; например, не исключено, что тяжелые *r*-элементы образуются при слиянии двух нейтронных звезд в релятивистских двойных системах.

Отметим, что по относительному обилию тяжелых *r*-элементов можно оценить возраст звезды. Обычно для этого используют тяжелые долгоживущие радиоактивные изотопы, такие как $^{232}Th(\tau_{1/2} = 1.4 \cdot 10^9$ лет) и $^{238}U(\tau_{1/2} = 4.5 \cdot 10^9$ лет). По линиям поглощения в спектрах звезд определяют отношение радиоактивного тория, который может образоваться только при *r*-процессах, и стабильного *r*-элемента европия (Eu). Это отношение уменьшается со временем (торий распадается), откуда, зная теоретическое начальное значение отношения обилия этих изотопов, которое определяется только кинетикой *r*-процессов, оценивают возраст звезды. Дополнительно рассматривают отношение *r*-элементов Ir, Os, Pt, Au и тория, а также отношение U/Tb, из которого получают нижний предел возраста звезды. Этим методом определены возраста самых старых звезд с малым содержанием металлов (звезды гало Галактики и входящие в шаровые скопления) 15 ± 4 млрд. лет. Это важнейшее наблюдательное ограничение на время жизни Вселенной. Подробнее см. в сб. Ядерная астрофизика, под ред. Фаулера, М.:Мир, 1986.

Глава 7.

Двойные звезды

Из астрономических наблюдений известно, что не менее половины всех звезд входит в двойные и кратные системы. С точки зрения образования звезд из-за гравитационной неустойчивости в холодных молекулярных облаках этот факт вполне естественен, поскольку строго сферически-симметрична ситуация является идеализацией из-за наличия вращения, магнитных полей, неоднородностей плотности и т.д., и сжатие протозвездных облаков часто приводит к одновременному образованию нескольких звезд.

7.1. Определение масс двойных звезд. Функция масс

Наблюдение движения звезд в двойной системе во многих случаях позволяет определить массы компонент. Будем считать звезды точками, движущимися по кеплеровским орбитам вокруг центра масс системы. В отличие от классической задачи определения планетных орбит в солнечной системе, орбиту двойной звезды определяют семь¹, а не шесть элементов², так как в последнем случае масса Солнца много больше массы планет и его движением вокруг общего центра масс можно пренебречь. В качестве параметров двойной системы можно взять: массы компонент M_1 , M_2 , сум-

¹ Движение двух тел в пространстве задается $2 \times 6 = 12$ величинами. Какие связи в двойной системе нужно учесть, чтобы получить 7?

² Для тел солнечной системы это – два угла, фиксирующие плоскость орбиты в пространстве, угол, характеризующий направление от Солнца на перигелий, большая полуось, эксцентриситет, и положение тела на орбите в определенный момент времени

ма больших полуосей орбит компонент относительно центра масс системы $a_1 + a_2 = a$, эксцентриситет орбиты e , наклонение орбиты к лучу зрения i (так что при $i = 90^\circ$ орбита видна с ребра), позиционный угол восходящего узла орбиты T_a и угол, характеризующий положение перигея ω (долгота перигея). Орбитальный период обращения связан с массами компонент и большой полуосью относительной орбиты $a = a_1 + a_2$ третьим законом Кеплера

$$P = 2\pi \left[\frac{a^3}{G(M_1 + M_2)} \right]^{1/2}. \quad (7.1)$$

Если звезды видны по отдельности (т.н. визуально-двойные системы), то наблюдения позволяют восстановить орбиты каждой из них и оценить их массу. Однако часто о двойственности системы можно судить по наличию одной или двух систем линий в суммарном спектре, которые периодически смещаются из-за эффекта Допплера при движении компонент вокруг общего центра масс (спектрально-двойные звезды).

С помощью спектроскопических наблюдений по эффекту Допплера измеряются лучевые скорости одной или обоих звезд в зависимости от орбитальной фазы и таким образом получаются *кривые лучевых скоростей* $V_r(M_1)$ и $V_r(M_2)$ (см. Рис. 7.1). Полуамплитуды кривых лучевых скоростей звезд K_i ($i = 1, 2$) позволяют найти проекции больших полуосей орбит компонент на картинную плоскость

$$a_i \sin i = \frac{P}{2\pi} K_i \sqrt{1 - e^2} \quad (7.2)$$

(см. вывод этой формулы в специальных монографиях, например, А. Бэттен. Двойные и кратные звезды. М.: Мир, 1976).

Таким образом, одновременное измерение K_1 и K_2 позволяет непосредственно определить отношение масс компонент $M_2/M_1 = a_1/a_2 = K_1/K_2$, а с помощью третьего закона Кеплера (7.1) находятся величины

$$M_1 \sin^3 i = \frac{P(1 - e^2)^{3/2}}{2\pi G} K_2 (K_1 + K_2)^2$$

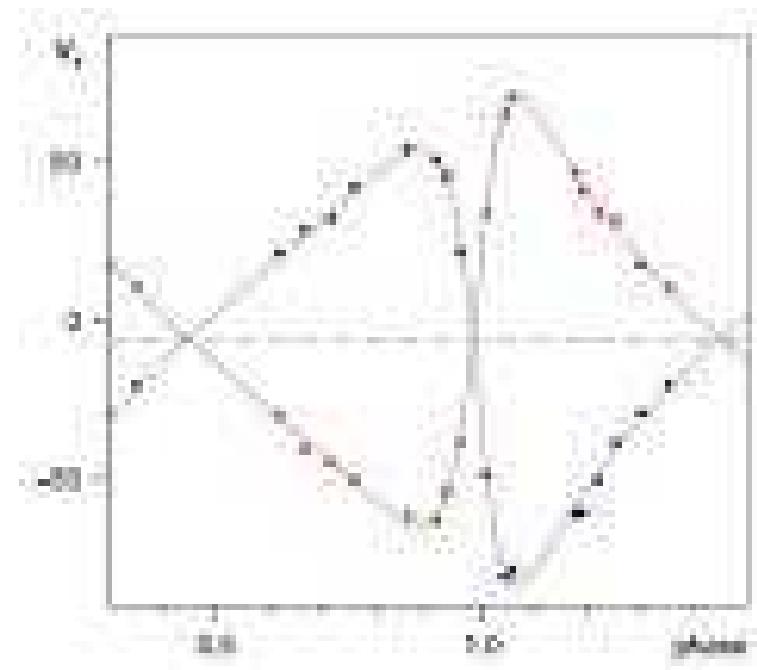


Рис. 7.1. Кривая лучевых скоростей визуальной двойной системы Мицар (ζ Большой Медведицы). Горизонтальная линия соответствует скорости центра масс.

и

$$M_2 \sin^3 i = \frac{P(1-e^2)^{3/2}}{2\pi G} K_1 (K_1 + K_2)^2.$$

Остается неопределенность в наклонении орбиты – полуамплитуды кривых лучевых скоростей могут быть одинаковыми для разных орбит, наклоненных под разными углами.

Часто наблюдается спектр только одной из звезд. Тогда из кривой лучевых скоростей этой звезды можно построить *функцию масс*

$$f_1(M) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P(1-e^2)^{3/2}}{2\pi G} K_1^3, \quad (7.3)$$

которая имеет размерность массы. Ее важнейшее свойство состоит в том, что она несет информацию о массе второй (невидимой)

компоненты, движение которой не определяется из наблюдений. Действительно, значение функции масс дает *нижний предел* массы второй компоненты, поскольку из (7.3) следует:

$$M_2 = f_1(M) \frac{(1 + M_1/M_2)}{\sin^3 i} \geq f_1(M)$$

Это свойство функции масс используется при исследовании тесных двойных систем с релятивистскими звездами (нейтронными звездами и черными дырами), которые сами не излучают линейчатых спектров и наблюдаются как рентгеновские источники. Например, функция масс некоторых рентгеновских двойных систем – кандидатов в черные дыры – оказывается свыше 3 масс Солнца (абсолютный верхний предел массы нейтронных звезд в рамках общей теории относительности). Это служит важнейшим указанием, что компактная звезда в этих системах не может быть нейтронной звездой и, по-видимому, является черной дырой.

Подчеркнем в заключение этого параграфа, что измерение кеплеровских орбит в спектроскопических двойных системах по краивым лучевых скоростей не позволяет определить все параметры двойной системы, поскольку неизвестен угол наклона орбиты к лучу зрения. Однако задача может быть решена для релятивистских тесных двойных систем из двух нейтронных звезд, по крайней мере одна из которых видна как радио пульсар. В этом случае детальный анализ времен прихода импульсов к наблюдателю позволяет с использованием релятивистских эффектов найти все параметры двойной системы и точно определить массы компонент (см. ниже в разделе 9).

7.2. Особенности эволюции звезд в ТДС

Эволюция звезд в двойных системах отличается от эволюции одиночных звезд, если приливное влияние соседней компоненты существенно. Действительно, приливное ускорение, создаваемое возмущающей массой M_2 на звезде с массой M_1 и радиусом R с расстояния d равно (угловая зависимость опущена)

$a_t \approx 2GM_1M_2R/d^3$. На достаточно малых расстояниях, определяемых из условия $a_t \sim g = GM_1^2/R$, приливные силы существенно искажают форму поверхности звезды M_1 и приводят к появлению нового физического эффекта, отсутствующего у одиночных звезд или у компонент широких звездных пар – к возможности перетекания вещества с одной звезды на вторую.

7.2.1. Приближение Роша и полость Роша

Обычно в теории эволюции тесных двойных систем (ТДС) пользуются *приближением Роша (Roche)*, при котором звезды считаются точечными массами и их собственным моментом вращения можно пренебречь по сравнению с орбитальным. Это приближение в подавляющем большинстве случаев вполне достаточно, поскольку обычно плотность звезды (за исключением некоторых моделей нейтронных звезд с однородной плотностью) сильно увеличивается к центру. Еще одно ограничение связано с синхронностью вращения компонент ТДС, что обеспечивается в большинстве случаев их эффективной приливной синхронизацией (ср. случай системы Земля-Луна, в которой вращение Луны уже синхронизовано с орбитальным обращением несмотря на малый радиус Луны по сравнению с ее полостью Роша). Наконец, эффекты ОТО для гравитационного взаимодействия важны только для очень тесных пар нейтронных звезд и черных дыр на последних стадиях слияния. Слияние таких звезд связано с возрастающим по мере сближения компонент темпом уноса орбитального момента импульса гравитационным излучением. Эффекты ОТО становятся определяющими, когда размер орбиты становится порядка нескольких гравитационных радиусов компонент. В дальнейшем мы будем полагать приближение Роша справедливым. Этого достаточно для понимания основных процессов, отличающих эволюцию звезд в ТДС от одиночных звезд.

Рассмотрим ТДС из звезд M_1 и M_2 на круговой орбите с радиусом a . Выберем систему координат, синхронную с орбитальным обращением ТДС и началом в центре звезды M_1 , в которой ось x

направлена от звезды 1 к M_2 и ось z направлена вдоль вектора вращения. В этой системе потенциал Роша записывается в виде

$$\Phi = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega^2[(x-\mu a)^2 + y^2] \quad (7.4)$$

где $\mu a = M_2/(M_1 + M_2)a$ характеризует положение центра масс системы. Последнее слагаемое описывает потенциал центробежной силы. Заметим, что силы Кориолиса, которые возникают в неинерциальной вращающейся системе координат, отсутствуют из-за предположения о коротации всех точек звезды.

Эквидистанты находятся из уравнения $\Phi(x, y, z) = const$ и представляют собой семейство симметричных относительно осей x и y (но не осесимметричных!) поверхностей. Эти поверхности вблизи центров звезд мало отличаются от сферических, вокруг звезды большей массы размер эквидистанты больше, однако по мере роста их радиуса отличия от сферической симметрии становятся все заметнее, и при некотором значении потенциала обе полости касаются в некоторой точке (внутренняя точка Лагранжа L_1), расположенной на оси между массами. Эти критические поверхности носят название *полостей Роша*. Решая уравнение третьего порядка $\partial\Phi/\partial x = 0$, $y = z = 0$, можно определить положение точек L_1 , L_2 , и L_3 на оси x , в которых потенциал Роша достигает экстремума (максимума). Заметим, что расстояния между массами и точками Лагранжа (для определенности будем считать звезде $M_1 \geq M_2$) удовлетворяют неравенствам $L_3 M_1 \geq L_2 M_2 \geq L_1 M_1 \geq L_1 M_2$ (равенство имеет место только в случае равных масс). Сечение эквидистантов в модели Роша в орбитальной плоскости двойной системы изображено на Рис. 7.2

В случае звезд с сильно отличающимися массами для радиуса полости Роша вокруг звезды меньшей массы M_2 часто используют приближенную формулу

$$\frac{R_L}{a} = 0.49 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^{1/3}. \quad (7.5)$$

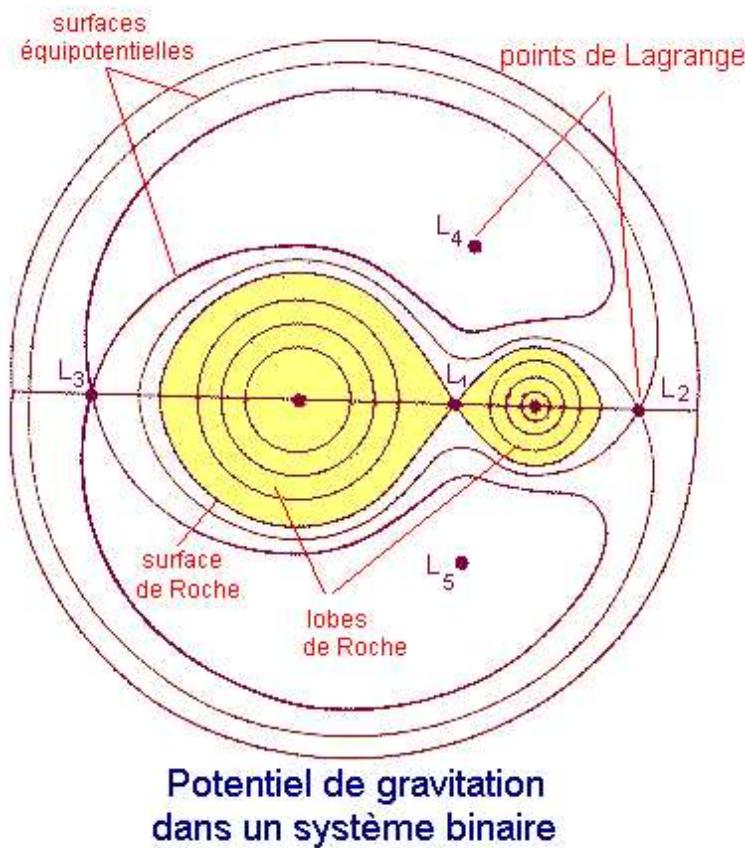


Рис. 7.2. Сечение поверхностей равного потенциала в модели Роша в орбитальной плоскости двойной системы. Показаны точки Лагранжа L_1 , L_2 , L_3 , L_4 и L_5 . Полость Роша заштрихована.

7.2.2. Перенос масс

Теперь рассмотрим, как ведут себя звезды в тесной двойной системе. В стационарном случае размер каждой звезды ограничен одной из эквипотенциалей, и пока звезды далеки от заполнения критической полости Роша, их форма мало отличается от сферической. Для звезд, заполняющих почти всю полости Роша,

приливные эффекты уже сильно искажают форму звезды. Если же размер звезды сравняется с размером полости Роша, становится возможным перемещать частицы с поверхности одной звезды внутрь эквипотенциальной поверхности соседней без изменения ее энергии, так как при приближении к точке L_1 высота потенциального барьера, отделявшего точки поверхности звезды на оси x от соседней полости, стремится к нулю (точка L_1 является седловой точкой потенциала Роша, в ней $\nabla\Phi(L_1) = 0$). Таким образом, частицы атмосферы звезды, движущиеся с тепловыми скоростями в окрестности внутренней точки Лагранжа, способны проникнуть внутрь полости Роша соседней компоненты.

Рассмотрим теперь двойную систему, состоящую из звезд главной последовательности M_1 и M_2 на круговой орбите. Более массивная звезда эволюционирует быстрее, а значит первой начнет увеличивать радиус и заполнять свою полость Роша. Это может привести к обмену масс между компонентами. При этом, как показывает анализ и численное моделирование, перетекание вещества будет происходить в различных шкалах времени в зависимости от (1) эволюционного состояния заполняющей полость Роша звезды, (2) отношения масс компонент и (3) наличия дополнительных источников уменьшения орбитального момента импульса (например, в случае очень тесных систем, за счет излучения гравитационных волн двойной системой).

Для качественного понимания эволюции ТДС часто рассматривают так называемый консервативный обмен массами, когда постулируется, что перенос массы между компонентами двойной системы с круговой орбитой происходит консервативно без изменения полной массы двойной системы и с сохранением полного момента импульса J , который в основном сосредоточен в орбитальном движении звезд. Поскольку угловая скорость орбитального движения обеих звезд одинакова, а звезда меньшей массы M_2 движется по окружности большего радиуса вокруг центра масс системы, момент вращения в расчете на единицу массы для этой звезды выше, чем для более массивной звезды M_1 . Считая, что суммар-

ный момент вращения сохраняется в процессе переноса вещества, получаем, что при переносе вещества от звезды большей массы на меньшую большая полуось орбиты двойной должна уменьшаться, и обратно, если теряет массу более легкая звезда, то полуось орбиты после перетекания должна возрасти. Однако отметим, что консервативный перенос масс является крайне идеализированной моделью. Во-первых, уже сам факт обмена масс между компонентами является диссипативным процессом, который нельзя полностью описать уравнениями в приближении Роша. Во-вторых, в реальных двойных системах всегда есть звездный ветер, уносящий момент импульса, а в случае очень тесных систем существенным становится уменьшение орбитального момента вращения из-за излучения гравитационных волн. Поэтому изменение параметров орбиты при обмене масс является очень сложной задачей.

Для устойчивости перетекания нужно также потребовать, чтобы во время перетекания звезда все время находилась в контакте с полостью Роша: $R(t) = R_L(t)$ одновременно с $\dot{R}_L = \dot{R}_L$. Переходя к переменной массе, эти равенства можно записать в виде

$$\frac{d \ln R}{d \ln M} = \frac{d \ln R_L}{d \ln M}$$

Если это равенство нарушается, то перетекание либо прекращается, либо резко возрастает. Например, в случае потери массы более массивной компонентой для устойчивого перетекания требуется, чтобы радиус звезды при уменьшении ее массы тоже достаточно быстро уменьшался. Это условие выполняется далеко не для всех звезд – например, оно очевидно не выполняется для вырожденных звезд с обратной зависимостью масса-радиус, а также для звезд с протяженными конвективными оболочками (гиганты, сверхгиганты или звезды главной последовательности очень малой массы).

Характерная шкала времени обмена масс определяется как $\tau_{\dot{M}} = M/\dot{M}$. Для количественного описания эволюции двойных звезд требуется детально учитывать “отклик” внутренней структуры звезды на изменение ее массы, что возможно только путем численного решения самосогласованной задачи. Однако очень схема-

тически можно различать следующие случаи, отражающие основные физические особенности переноса масс в двойных звездах.

1. Звезда главной последовательности меньшей массы заполняет полость Роша. Перетекание происходит в медленной ядерной шкале времени, определяющей рост радиуса звезды на стадии горения водорода,

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_n \simeq 10^{10} \frac{(M/M_\odot)}{(L/L_\odot)} \text{ лет} \quad (7.6)$$

В случае более массивной звезды, заполняющей полость Роша, перетекание происходит в более короткой тепловой шкале времени звезды (время Кельвина-Гельмгольца)

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH} \simeq \frac{GM^2}{RL} \sim 3 \cdot 10^7 (\text{лет}) \frac{(M/M_\odot)^2}{(R/R_\odot)(L/L_\odot)} \quad (7.7)$$

2. Звезда после главной последовательности с оболочкой в луристом равновесии. Перетекание идет в тепловой шкале времени оболочки, $\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH}$. Расчеты показывают, что для звезд большей массы, заполняющих полость Роша, или для звезд с конвективными оболочками (при любом отношении масс) перетекание происходит за очень короткое время в шкале, близкой к гидродинамической $\tau_{\dot{M}} \approx \tau_d \sim 1/\sqrt{G\rho}$.

3. В специальном, но важном с точки зрения наблюдательных проявлений, случае тесных двойных систем, в которых важен эффект уноса орбитального момента импульса за счет замагниченного звездного ветра или гравитационного излучения, перетекание часто определяется именно уменьшением орбитального момента вращения системы, то есть уменьшением размеров самой полости Роша из-за векового уменьшения большой полуоси двойной системы. Важнейшими примерами таких систем являются маломассивные ТДС: взрывные (катализмические) переменные, в которых полость Роша заполняет звезда главной последовательности с массой около массы Солнца или меньше, а вторым компонентом является белым карлик; маломассивные рентгеновские двойные си-

стемы – аналог катализмических переменных, но в паре с нейтронной звездой или черной дырой. Орбитальные периоды этих систем около нескольких часов. Достоверно минимально известный орбитальный период у маломассивной рентгеновской двойной в шаровом скоплении NGC 6624 составляет около 10 минут.

7.3. Стадии эволюции двойных звезд

В зависимости от степени заполнения полостей Роша компонентами различают следующие типы двойных звезд:

1. Разделенные двойные системы. Обе звезды не заполняют полость Роша. Включают все визуально-двойные звезды и широкие спектроскопические двойные пары (например, предкатализмические переменные), двойные радио пульсары, двойные белые карлики.

2. Полуразделенные двойные системы. Одна из звезд заполняет полость Роша. Сюда входят затменные переменные типа Алголя (орбитальные периоды несколько дней), системы типа ζ Возничего (орбитальные периоды порядка года), катализмические переменные (орбитальные периоды несколько часов), рентгеновские двойные (массивные и маломассивные), симбиотические звезды (орбитальные периоды порядка нескольких лет). Из-за переноса масс на вторичный компонент полуразделенные двойные системы обладают наибольшим наблюдаемым разнообразием.

3. Контактные двойные системы. Обе звезды заполняют свои полости Роша. К этому классу принадлежат звезды типа W Большой Медведицы (маломассивные контактные из звезд главной последовательности, орбитальные периоды меньше суток), системы типа β Лиры (массивные контактные из звезд ранних спектральных классов A, B, O с периодами несколько дней – неделя).

Более физически обоснованной является классификация взаимодействующих двойных по эволюционным стадиям компонентов, так как в процессе эволюции начальная разделенная система из двух звезд главной последовательности проходит различные фазы. Тем самым эволюция двойной системы двумерна и в каждый

момент времени определяется эволюционным статусом звезд и орбитальными параметрами системы (большой полуосью a или периодом P и эксцентриситетом e орбиты). Замечательно, что зная параметры орбиты и массы компонент в момент образования системы, можно с большой степенью уверенности рассчитать эволюцию системы во времени (говорят, рассчитать “эволюционный трек” системы).

Глава 8.

Сверхновые и остатки сверхновых

8.1. Нейтронизация вещества и потеря устойчивости звезды.

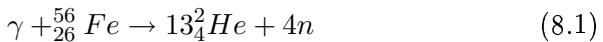
Горение кремния ^{32}Si с образованием изотопов элементов группы железа ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni и т.д. замыкает цепочку термоядерных реакций в невырожденном ядре массивной звезды. При этом плотность в центре звезды достигает значений $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ г}/\text{см}^3$, температура $8 \cdot 10^9 \text{ К} \sim 0.7 \text{ МэВ}$ при массе ядра $1.5\text{-}2 M_\odot$. При высоких температурах и плотностях прямые и обратные ядерные реакции, идущие по электромагнитному каналу (с испусканием или поглощением фотона), находятся в равновесии, т.е. число прямых реакций в единицу времени равно числу обратных. Если бы ядро звезды не сжималось, то в нем со временем установилось бы ядерное статистическое равновесие, и вещество представляло бы смесь фотонов, нейtronов, альфа-частиц и ядер химических элементов, концентрация которых вычислялась бы по известным формулам статистической физики. Однако этого не происходит из-за того, что ядро сжимается, и затрачиваемая на диссоциацию ядер энергия черпается из освобождаемой при сжатии отрицательной потенциальной гравитационной энергии. При этом сжатие не сопровождается увеличением давления, как это было в случае устойчивой звезды, поскольку диссоциация ядер представляет собой фазовый переход первого рода – энергия расходуется на изменение внутренних степеней свободы частиц, а не на увеличение энергии их

теплового движения, которое определяет давление невырожденного газа. Поэтому из-за диссоциации ядер увеличение давления при росте плотности остается недостаточным для компенсации сил гравитации. Рост плотности сопровождается включением других физических процессов (в частности, нейтронизацией вещества при захвате свободных электронов протонами, см. ниже), при которых нейтрино уносят энергию из звезды, что еще больше ускоряет сжатие ядра звезды.

Важными физическими процессами, которые отвечают за потерю устойчивости железного ядра звезды и наступление гравитационного коллапса, являются процессы фотодиссоциации ядер железа и нейтронизация вещества. Рассмотрим их подробнее.

8.1.1. Фотодиссоциация

Фотодиссоциация железа – это развал ядра железа на 13 альфа-частиц:



Для этого процесса требуется затратить энергию

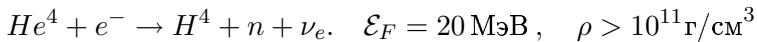
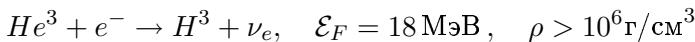
$$\chi = (13m_\alpha + 4m_n - m_{Fe})c^2 \approx 120 \text{ МэВ}$$

Для начала процесса фотодиссоциации совсем не нужно достигать температур $T \sim \chi$. Физическая причина тому та же, что и при ионизации атомов (формула Саха) – при равновесном распределении имеется большое количество свободных частиц с энергией выше средней. Так, для того, чтобы вещество на 50% (по массе) состояло из атомов железа и на 50% из альфа-частиц и нейtronов при плотности $\rho \sim 4 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ требуется температура $\sim 1.1 \cdot 10^{10} \text{ К}$, т.е. лишь ненамного выше температуры в кремниевом ядре.

8.1.2. Нейтронизация вещества и УРКА-процессы

Ядерная эволюция в недрах звезд в целом сопровождается увеличением относительного содержания нейтронов: если в начале эволюции в веществе, состоящем по массе на 75% из водорода и

25% из гелия, на 6 протонов приходится 1 нейтрон, то уже после образования гелия это соотношение уменьшается до 1:1. С ростом плотности и началом вырождения электроны приобретают из-за принципа Паули релятивистские скорости (уже при $\rho > 10^6 \text{ г/см}^3$). Начиная с некоторой пороговой энергии электронов (энергии Ферми \mathcal{E}_F) становятся возможными процессы *нейтронизации* вещества:



Заметим, что β -распад образующихся радиоактивных ядер запрещен принципом Паули, т.к. электроны вырождены и все возможные энергетические состояния заняты.

Средняя энергия нейтрино, образующихся при электронном захвате, порядка энергии захвачиваемого электрона

$$\langle E_\nu \rangle \sim \langle E_{e^-} \rangle \sim \mathcal{E}_F \approx 51.6(Y_e \rho_{12})^{1/3} \text{ МэВ} \quad (8.2)$$

где $Y_e = n_e/n_b$ – число электронов на барион (0.42 на начало горения кремния), $\rho_{12} = \rho/(10^{12} \text{ г/см}^3)$ – плотность.

При нейтронизации упругость вырожденного вещества уменьшается, так как уменьшается концентрация электронов при сохранении плотности барионов (лептонный параметр Y_e), т.е. опять происходит фазовый переход 1-го рода, и эффективный показатель адиабаты вещества $\Gamma = d \log P / d \log \rho$ уменьшается с 5/3 до 4/3. А из теоремы вириала (или условия гидростатического равновесия звезды) известно, что при таком показателе нарушается механическая устойчивость звезды. Поэтому *нейтронизация* вещества является одним из основных физических процессов, поддерживающих коллапс ядер массивных звезд на поздних стадиях эволюции.

Дополнительная причина потери гидростатической устойчивости звезды – эффекты общей теории относительности: в ОТО давление вещества дает вклад в силу притяжения (образно говоря, давление обладает “весом”), поэтому при больших плотностях и давлениях вырожденного газа эффекты ОТО приводят к увеличению силы, стремящейся сжать звездное вещество.

При нейтронизации вещества звезда очень быстро теряет устойчивость: потеря упругости приводит к сжатию и нагреву, но отрицательная теплоемкость обычных звезд здесь перестает срабатывать, так как давление газа, противодействующее сжатию, почти не зависит от температуры. Большая часть энергии от гравитационного сжатия уносится нейтрино, образующимися при нейтронизации, и даже если рост температуры при коллапсе снимает вырождение электронного газа, энергия продолжает уноситься антинейтрино в ходе процессов бета-распадов перегруженных нейтронами ядер. Необратимые потери энергии при прямых и обратных бета-распадах получили название УРКА-процессов, впервые рассмотренных Гамовым и Шенбергом. Объемные потери энергии при УРКА-процессах сильно зависят от температуры и составляют

$$Q_{\text{urca}} \approx (8 \cdot 10^{11} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})) \rho (T/10^9 \text{ К})^6,$$

а с учетом реакций, идущих через обмен нейтральным Z-бозоном $e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_e$ и $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \tilde{\nu}_e$

$$Q_{\text{urca}} \sim (4 \cdot 10^{15} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})) \rho (T/10^9 \text{ К})^9.$$

Таким образом, на заключительных стадиях эволюции нейтринная светимость звезд (составляющая на главной последовательности несколько процентов от фотонной светимости) значительно возрастает и становится преобладающей.

8.1.3. Захват нейтрино и остановка коллапса

На начальных стадиях коллапса нетепловые нейтрино свободно выходят из ядра, но по мере нарастания плотности становятся

важны процессы упругого рассеяния нейтрино на свободных нуклонах, на ядрах тяжелых атомов и на электронах, идущие по каналу слабого взаимодействия через нейтральные (т.е. посредством Z -бозонов – рассеяние на нуклонах и электронах) или заряженные (посредством $W^{+/-}$ бозонов – поглощение нуклонами и рассеяние на электронах) токи. Для нейтрино низких энергий $E_\nu \ll m_n c^2$ полное сечение рассеяния нейтрино на свободных нуклонах

$$\sigma_n \approx \frac{1}{4} \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2 \quad (8.3)$$

где $\sigma_0 = 1.76 \cdot 10^{-44}$ см² – фундаментальное сечение в теории слабых взаимодействий. Для когерентного рассеяния на ядрах тяжелых атомов в сечении появляется множитель порядка A^2 , A – атомный вес. Реакции упругого рассеяния нейтрино, т.е. идущие без изменения энергии нейтрино, увеличивают непрозрачность для нейтрино без заметного изменения интенсивности нейтринного излучения аналогично Томсоновскому рассеянию на свободных электронах.

В отличие от упругого рассеяния на нуклонах, рассеяние горячих нейтрино на вырожденных электронах из-за малой массы последних ($E_\nu \gg m_e c^2$) носит неупругий характер, т.к. энергия нейтрино в каждом акте рассеяния уменьшается примерно вдвое (заметим, что вырожденный электрон с $E_e < E_F$ вообще не может терять энергию). Это способствует термализации нейтрино и приведению их в локальное равновесие с веществом звезды, когда нейтрино из-за большой оптической толщины оказываются “запертными” внутри ядра звезды. Захват нейтрино эффективен при плотностях порядка 3×10^{11} г/см³. Равновесная температура захваченных при коллапсе нейтрино оказывается около 10 МэВ.

Коллапс ядра останавливается при плотностях порядка плотности атомного ядра $\rho_{nuc} = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³, при которых существенными становятся эффекты вырождения нейтронов, и сжимаемость вещества опять способна противостоять действию сил тяготения. Для массы Солнца радиус однородной конфигурации (нейтронной

звезды) с плотностью, равной ядерной, составляет около 12 км. Реакцией свободно падающих внешних слоев звезды на резко увеличившуюся упругость коллапсирующего ядра является “отскок” внешних слоев, который, как предполагается, и является причиной сброса оболочки и наблюдаемого эффекта сверхновой звезды (см. ниже).

Если бы захват нейтрино отсутствовал, вся энергия связи коллапсирующего ядра излучалась в виде нетепловых нейтрино за характерное время коллапса $t_{coll} \sim 1/\sqrt{G\rho} \sim 4 \cdot 10^{-3} \rho_{12}^{-1/2}$ с:

$$L_{nu,max} \sim \left(\frac{GM^2/R_{nuc}}{t_{coll}} \right) \sim 10^{57} \text{ эрг/с}$$

В результате захвата нейтрино ядро становится для них непрозрачным, и нейтринная светимость резко падает. На некоторое время вокруг сколлапсированного ядра образуется оптически толстая “нейтриносфера”. По существу, на этой стадии нейтринная светимость определяется диффузией термализованных нейтрино из сжавшегося ядра – горячей протоннейтронной звезды.

Болометрическая нейтринная кривая блеска коллапсирующего ядра массивной звезды показана на Рис. 8.1. Нетепловые нейтрино, рожденные в ходе неравновесной нейтронизации вещества (в основном, ν_e , $\langle \epsilon_{\nu,e} \rangle \simeq 15 - 20$ МэВ), испускаются в первую секунду после начала коллапса (пока ядро остается прозрачным для нейтрино) и уносят менее 10% полной энергии, выделяемой в виде нейтрино $E_\nu^{tot} \simeq 3 - 5 \times 10^{53}$ эрг. Большая часть нейтрино – тепловые нейтрино и антинейтрино всех трех сортов ($\nu_e \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$), испускаются с поверхности оптически толстой *нейтриносферы* вокруг горячей протоннейтронной звезды в первые 10-20 с после коллапса. Согласно расчетам, равновесная температура нейтриносферы для электронных нейтрино $T_{\nu,e} \simeq 4$ МэВ и около 8 МэВ для мюонных и тау-нейтрино. Соответственно, средняя энергия электронных и мюонных (тау) нейтрино и антинейтрино будет около 12 МэВ и 25 МэВ (почему?).

Нейтринный импульс длительностью около 10 с (состоящий из десятка антинейтрино с энергиями от 10 до 30 МэВ) был зареги-

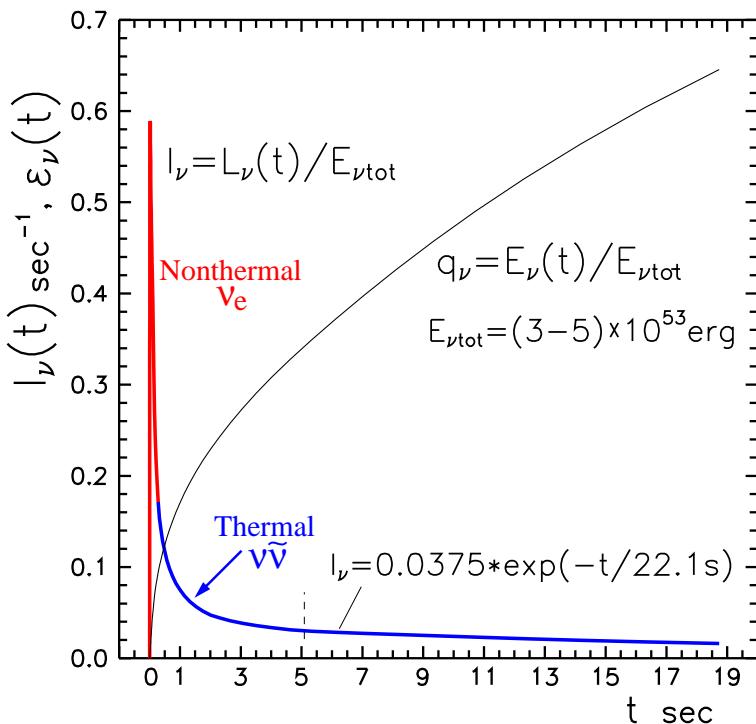


Рис. 8.1. Болометрическая нейтринная кривая блеска коллапсирующей сверхновой по расчетам Д.К. Надежина (Astrophys. Space Sci. 56, 131, 1978).

стрирован от сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке (23 февраля 1987 г.) на нескольких нейтринных обсерваториях – КамиокандеII (КП, Япония), Ирвин-Мичиган-Брукхэвен (IMB, США), и апостериорно – на Баксанской Нейтринной Обсерватории ИЯИ РАН. Эти результаты на уровне значимости 1σ можно согласовать с теоретическими расчетами коллапса ядра массивной звезды (Рис. 8.2). Однако до сих пор остается нерешенным ряд вопросов, связанных с регистрацией этих нейтрино. В частности, на подземном детекторе LSD под Монбланом за 4.7 часа до регистрации нейтрино, произведенной детекторами КП и IMB, был зарегистрирован значимый сигнал. Так как эта временная задержка много больше характерных времен при коллапсе, полага-

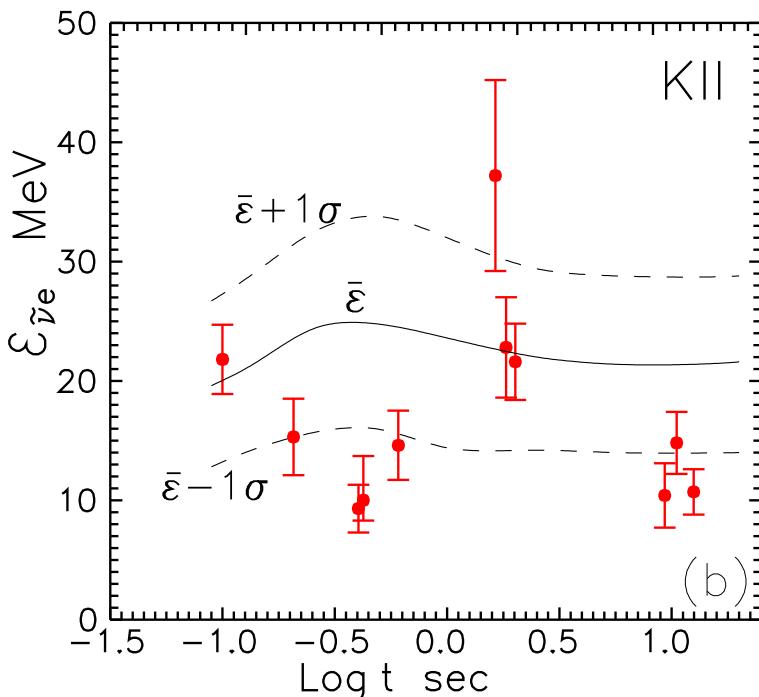


Рис. 8.2. Сравнение энергии антинейтрино от SN 1987а, измеренных детектором КII, с теоретическими расчетами (сплошная кривая). Пунктирной линией показана расчетная неопределенность в 1σ . (Из обзора В.С.Имшеника и Д.К.Надежина Astrophys. Space Phys. Rev. 8, 156 (1989)).

ют, что это может свидетельствовать о более сложном (двухстадийном) коллапсе ядра Sk -69 202 (звезда – голубой сверхгигант, взорвавшаяся как SN 1987а).

8.2. Вспышки сверхновых

Вспышки сверхновых (СН) – один из самых мощных катастрофических природных процессов. В астрономии вспышки сверхновых наблюдаются как внезапное увеличение блеска звезды на 9–10 порядков величины, т.е. одна звезда в максимуме светит почти также, как звезды всей галактики, и поэтому сверхновые в настоящее время регистрируются из далеких галактик вплоть до

красных смещений порядка 1, т.е. с расстояний порядка 1 Гпк. По своим спектральным свойствам сверхновые делятся на два основных типа: I, в спектрах которых отсутствуют линии водорода, и II, в которых линии водорода наблюдаются. Кроме того, сверхновые этих типов имеют разные кривые блеска $L(t)$. Наиболее универсальны кривые блеска для сверхновых типа Ia. Мы кратко остановимся на них ниже. Существует более детальная классификация сверхновых, из которой отметим следующие подтипы. Тип Ib – сверхновые без линий водорода с кривыми блеска, похожими на II тип. Тип Ic – нет линий гелия, кривая блеска II типа. Линии в спектрах сверхновых очень широкие, что довольно долго затрудняло их идентификацию. Ширина линий обусловлена эффектом Допплера и свидетельствует о скоростях расширения фотосферы сверхновой порядка 10000 км/с. Примеры спектров сверхновых различных типов показаны на Рис. 8.3 и 8.4.

Основной наблюдательной характеристикой сверхновых остаются их кривые блеска и спектры (если сверхновая достаточно яркая). Кривые блеска сверхновых различных типов схематически представлены на Рис. 8.5 и более подробно обсуждаются в следующих параграфах.

8.2.1. Сверхновые II типа

С точки зрения физики, феномен сверхновой II типа и типа Ib/Ic означает очень быстрое (можно считать мгновенное) энерговыделение порядка $E_0 = 10^{51}$ эрг внутри звезды с радиусом $R_0 \sim 10^{14}$ см. Эта энергия в конечном счете переходит в кинетическую и тепловую энергию расширяющейся оболочки. Увеличение блеска связано с нагревом расширяющихся внешних слоев звезды ударной волной, причина которой связана с отскоком внутренних слоев от коллапсирующего ядра массивной звезды. Например, для звезды с массой 10 солнечных такой энергии будет соответствовать скорость расширения

$$v = (2E_0/M)^{1/2} \approx 3000(10M_\odot/M)^{1/2} \text{ км/с}$$

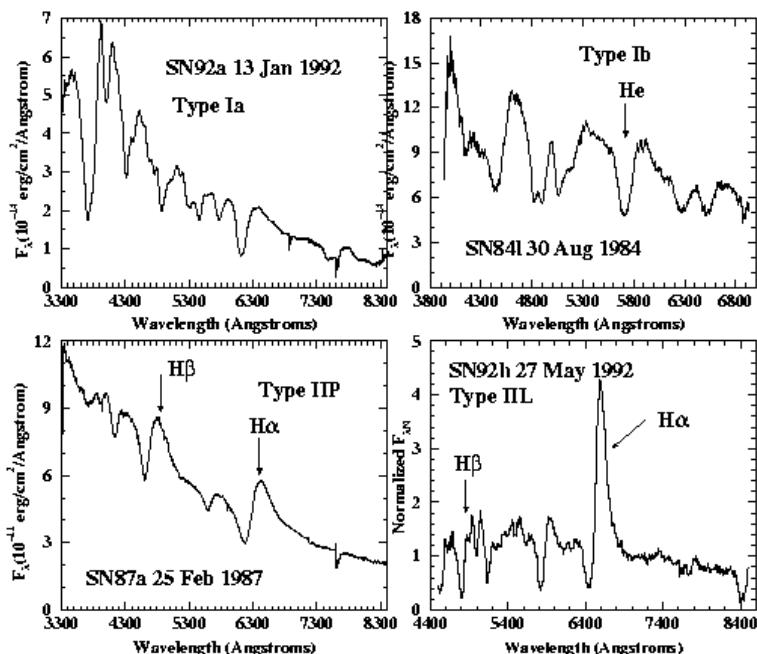


Рис. 8.3. Спектры сверхновых различных типов. В спектрах (особенно у SN IIIP и IIL) хорошо видны профили линий типа Р Сyg (эмиссия в красном крыле и абсорбция в голубом крыле линии), свидетельствующие о мощной расширяющейся оболочке как у самых горячих звезд. Ширина линий соответствует скорости расширения 10–30 тыс. км/с.

что превосходит адиабатическую скорость звука газа вплоть до температур порядка $6 \cdot 10^8$ К. Ударная волна нагревает и ускоряет оболочку. В момент выхода ударной волны на поверхность возникает кратковременная мощная вспышка УФ-излучения, но основная часть энергии высвечивается позднее, по мере ускорения диффузии излучения в процессе расширения.

Основным источником энергии свечения расширяющейся оболочки этого типа сверхновых является рекомбинация водорода (выделяемая энергия 13.6 эВ на один атом H) при охлаждении оболочки. Для оболочки в 8–10 масс Солнца при рекомбинации водорода выделяется порядка 10^{47} эрг. Из-за рекомбинационной волны охлаждения в расширяющейся оболочке на кривых блес-

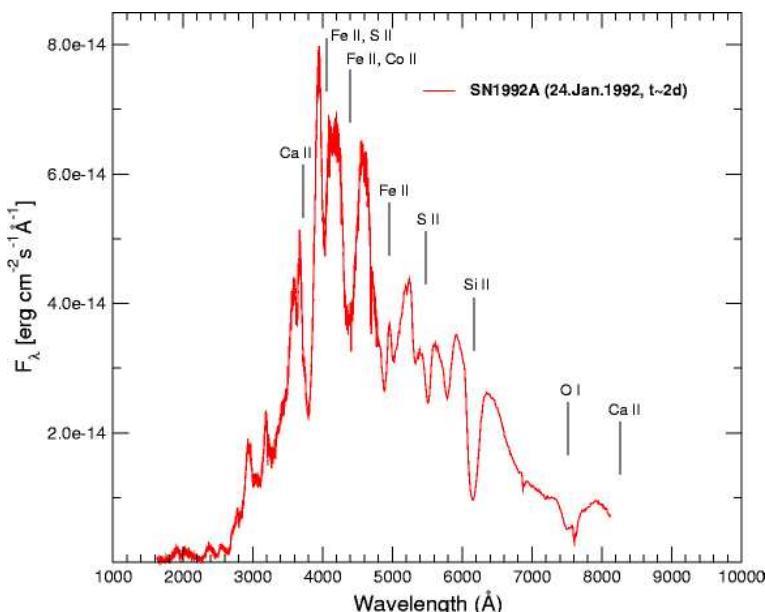


Рис. 8.4. Спектр сверхновой 1992А типа Ia, полученный космическим телескопом им. Хаббла вблизи максимума блеска. Линии водорода отсутствуют, но на фоне нетеплового псевдо-континуума хорошо заметны линии поглощения тяжелыми элементами (SiII, OI, CaII, MgII, FeII и т.д.). Из-за сильного поглощения в линиях тяжелых элементов спектр резко обрывается в УФ области.

ка сверхновых II типа часто наблюдается плоский участок (плато) (т.н. сверхновые типа IIp). Стадия доминирования волны охлаждения в кривых блеска сверхновых II типа заканчивается, когда диффузионный поток излучения, просачивающийся сквозь оболочку наружу в ходе расширения, становится больше потока тепловой энергии, освобождающейся в рекомбинирующих слоях оболочки.

Другой источник энергии свечения оболочки сверхновой – радиоактивный распад $^{56}Ni \rightarrow ^{56}Co \rightarrow ^{56}Fe$. Он наиболее важен у сверхновых типа Ia. После максимума кривые блеска SN II резко спадают и выходят на режим экспоненциального спада за счет радиоактивных распадов. При распаде ^{56}Ni энергия выделяется в виде γ -излучения в линиях с энергиями в диапазоне 0.163 – 1.56 МэВ. Гамма-фотоны взаимодействуют с веществом посредством

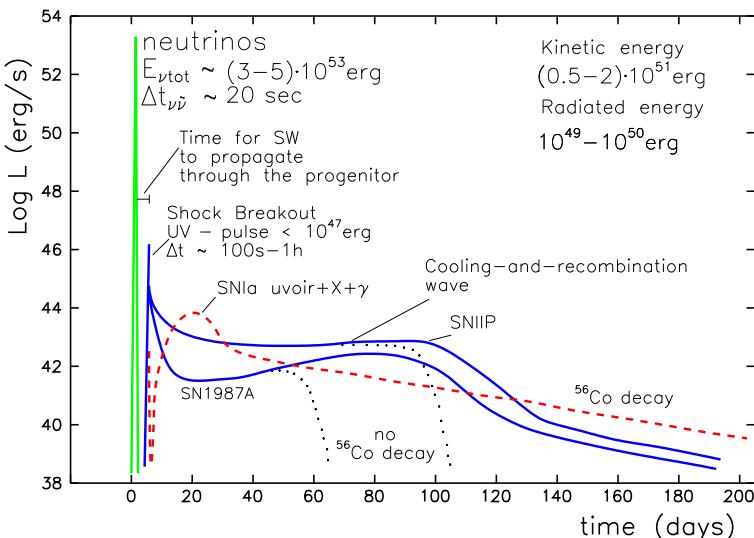


Рис. 8.5. Схема кривых блеска сверхновых различных типов. Указаны основные физические механизмы, отвечающие за поведение различных участков кривых блеска.

комптоновского рассеяния на электронах (при таких энергиях фотонов следует пользоваться сечением Кляйна-Нишины, в среднем около 1/3 томсоновского сечения). При уменьшении энергии фотона E_γ до 100 кэВ (грубо, после 10 рассеяний) начинает преобладать фотопоглощение (на Ni и др. тяжелых элементах), причем на более низких энергиях сечение поглощения быстро возрастает (как E_γ^{-3}) и термализация происходит очень быстро. Энерговыделение за счет радиоактивного распада ^{56}Ni

$$L(t)_{\text{Ni}} \approx 9.7 \times 10^{42} \left(\frac{M_{\text{Ni}}}{0.1 M_\odot} \right) \exp(-t/\tau_{\text{Ni}}) \text{ эрг/с} \quad (8.4)$$

где время полураспада $\tau_{\text{Ni}} \approx 7.6 \times 10^5$ с. На последующих стадиях подключается распад ^{56}Co (период полураспада порядка 100 дней) и других радиоактивных изотопов. Видно, что полный запас энергии в радиоактивном распаде может быть порядка и даже больше энергии рекомбинации. Таким образом, полная излученная энергия $\int L(t)dt$ составляет несколько процентов энергии взрыва E_0 .

Отметим, что в результате коллапса железного физические условия не позволяют синтезировать слишком много ^{56}Ni . Как показывает сравнение наблюдений и детальных расчетов кривой блеска СН 1987а, масса синтезированного при коллапсе никеля в этой сверхновой должна быть $M_{\text{Ni}} \sim 0.08 M_{\odot}$.

У “средней” сверхновой II типа уменьшение блеска в видимой области на порядок происходит примерно за 100 дней. Ширина максимума кривой блеска определяется диффузией фотонов в расширяющейся непрозрачной оболочке и по порядку величины равна

$$t_{max,II} \sim \sqrt{\tau_{exp}\tau_{dif}} \quad (8.5)$$

где $\tau_{exp} = R_0/v$ – время расширения, $\tau_{dif} \approx R_0^2/(c\lambda)$ – диффузационное время ($\lambda = 1/\kappa\rho$ – средняя длина свободного пробега фотона в среде с непрозрачностью κ). Поскольку $t_{max,II} \propto \sqrt{R^3/v\lambda} \propto \sqrt{\rho R^3} \propto \sqrt{M}$, по длительности максимума можно оценить массу сброшенной оболочки, которая во всех случаях оказывается больше 8 масс Солнца. Это подтверждает, что сверхновые II типа связаны с эволюцией массивных звезд с протяженными водородными оболочками.

Отметим также, что из-за различных физических параметров предсверхновых II типа (массы, радиусы, химический состав и т.д.) кривые блеска SN II отличаются большим разнообразием. Например, абсолютные звездные величины СН II в максимуме блеска варьируются в широких пределах $M_{max,II} = -17^m \pm 1^m.5$.

8.2.2. Гиперновые и гамма-всплески

При коллапсе ядер самых массивных звезд (с массой на главной последовательности $> 30 - 40 M_{\odot}$) коллапс железного ядра звезды, по-видимому, приводит к образованию черной дыры. Как следует из наблюдений двойных рентгеновских систем с черными дырами, массы последних лежат в широком диапазоне от 4 до 20 солнечных, в среднем около $10 M_{\odot}$. Возможно, что при некоторых условиях (быстрое вращение, компактность предсверхновой) коллапс ядра массивной звезды может сопровождаться выделением

энергии в узконаправленном конусе (джете). Если вещества внутри конуса мало (порядка массы планеты), оно может ускоряться давлением излучения до огромных скоростей порядка скорости света (Лоренц-фактор движения вещества $\Gamma \sim 100$ и выше).

При благоприятной ориентации джет может попасть на луч зрения наблюдателя и при этом будет регистрироваться короткий мощный всплеск жесткого рентгеновского излучения, которое образуется нетепловыми процессами (в первую очередь, синхротронным механизмом) в замагниченной плазме джета, движущейся практически со скоростью света. Именно такой сейчас представляется наиболее вероятная модель космических гамма-всплесков – загадочных коротких (1-100 с) импульсов жесткого рентгеновского и гамма-излучения, наблюдавшихся в разных областях неба с частотой примерно раз в сутки.

В последнее время множатся наблюдательные факты, говорящие об ассоциации гамма-всплесков с мощными сверхновыми типа Ib/c. В спектрах сверхновых этих типов отсутствуют линии водорода и даже гелия, что свидетельствует о взрыве “голого” углеродно-кислородного ядра изначально очень массивной звезды, потерявшей к моменту коллапса водородную и гелиевую оболочки. Данные говорят о том, что сверхновые, ассоциирующиеся с гамма-всплесками, имеют на порядок более высокую кинетическую энергию взрыва (до $\sim 10^{52}$ эрг). Поэтому их еще называют “типерновые”. Однако из наблюдений пока нельзя сделать однозначный вывод о том, что каждая сверхновая типа Ib/c сопровождается явлением гамма-всплеска.

Примечательно, что в отличие от обычных сверхновых, у которых основная энергия взрыва переходит в кинетическую энергию расширяющейся оболочки звезды, в источниках гамма-всплесков энергия порядка 10^{51} эрг идет в излучение. Детали такой эффективной переработки энергии коллапса ядра массивной звезды в электромагнитное излучение пока неясны, однако благодаря огромному энерговыделению гамма-всплески наблюдаются даже в галактиках с красными смещениями выше $z \sim 6$ (сентябрь

2005), существенно дальше самых ярких сверхновых типа Ia (около $z \sim 1$).

8.2.3. Сверхновые типа Ia

В спектрах сверхновых Ia нет линий водорода. Кривые блеска носят универсальный характер, что свидетельствует о близости свойств предсверхновых этого типа. Ближе всего к реальности оказалась модель термоядерного взрыва белого карлика с массой около M_{Ch} , поэтому этот тип сверхновых также называют “термоядерные сверхновые”. Причина потери гидростатической устойчивости белого карлика по мере приближения его массы к верхнему пределу уже обсуждались при анализе неустойчивости железных ядер звезд – нейтронизация вещества в центре и эффекты ОТО.

Энергия, выделяемая при термоядерном горении белого карлика с массой около M_{Ch} составляет около $2 \cdot 10^{52}$ эрг, что вполне достаточно для объяснения феномена SN Ia. В этом случае масса оболочки должна быть порядка $1 M_{\odot}$ и скорости расширения $v \sim 10000$ км/с, что действительно получается из анализа профилей линий в спектрах SN Ia. Поскольку предсверхновая в этом случае компактная (радиус белого карлика перед взрывом порядка нескольких тысяч км), тепловая энергия, выделяющаяся при термоядерном горении вещества белого карлика, состоящего в основном из смеси углерода и кислорода, быстро передается оболочке. Расширяющаяся (но еще непрозрачная) оболочка начинает разогреваться за счет радиоактивного распада образующегося при термоядерном горении ^{56}Ni , который и определяет форму кривой блеска. Сначала блеск возрастает до максимума, который определяется условием равенства радиоактивного нагрева и диффузионного охлаждения (примерно через $\tau_{max} = 1.25\tau_{\text{Ni}} \sim 11$ дней для $M_{\text{Ni}} = 0.5M_{\odot}$), а затем экспоненциально спадает, подпитываемый распадом радиоактивного кобальта. Светимость в максимуме при этом зависит только от массы выброшенного никеля и составляет около $L_{max} \approx 1.4 \times 10^{43}$ эрг/с для $M_{\text{Ni}} = 0.5M_{\odot}$. Эта светимость соответствует болометрической абсолютной звездной вели-

чине $M_{max,I} = -19^m.2$ с разбросом значений, не превышающим нескольких десятых долей зв. величины.

Поэтому SN Ia в настоящее время используются как “стандартные свечи” для определения расстояний до далеких галактик. Рекордно далекая галактика, в которой зарегистрирована SN Ia (1997ff), имеет красное смещение $z = 1.7$, т.е. находится на колоссальном расстоянии более гигапарсека от Земли. Зависимость видимая звездная величина – расстояние для источников со стандартным энерговыделением используется для проверки космологических моделей. Так, из наблюдений далеких SN Ia в 1998 г. стало ясно, что наилучшая космологическая модель должна включать значительную космологическую постоянную, которая на больших масштабах эффективно действует как антигравитация и заставляет Вселенную расширяться с ускорением.

8.2.4. Остатки сверхновых и их взаимодействие с межзвездной средой

Сброшенная при вспышке сверхновой оболочка расширяется со сверхзвуковой скоростью в межзвездную среду, поэтому от контактного разрыва на границе расширяющейся оболочки в окружающую среду и внутрь оболочки отходят две ударных волны (УВ) (Рис. 8.6). Внешняя УВ распространяется наружу по невозмущенной межзвездной среде, а обратная УВ идет по остатку сверхновой и разогревает газ остатка до очень высоких температур. Различают несколько стадий взаимодействия оболочки с окружающей средой.

Стадия 1. Свободный разлет.

На этой стадии оболочка движется по инерции так, как если бы внешней среды не было вообще, $R(t) \propto t$. Излучение оболочки не играет роли в ее динамике. Стадия заканчивается при сгребании массы окружающего вещества, примерно равной массе расширяющейся оболочки $M_0 = 4\pi/3\rho_0 R^3$. Для $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-24}$ г/см³ и $M_0 = 1M_\odot$ этот момент наступает при $R \approx 2$ пк, примерно через 100 лет после начала расширения. Единственный известный

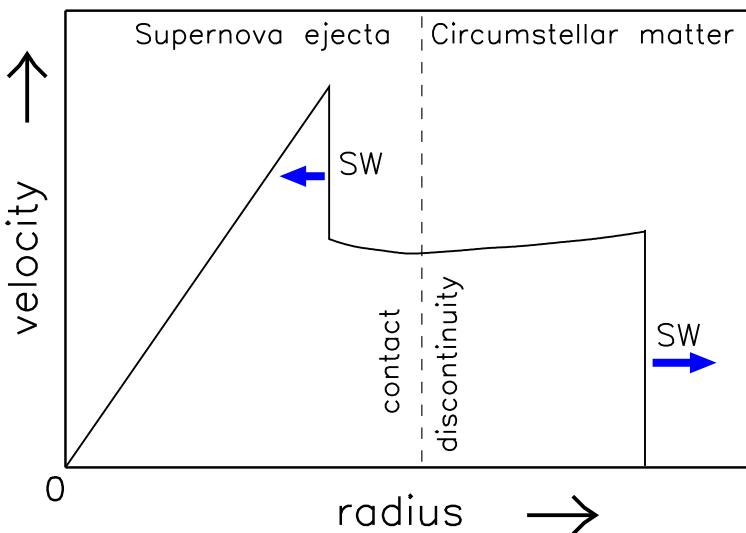


Рис. 8.6. Формирование ударной волны при сверхзвуковом расширении остатка сверхновой в межзвездной среде.

близкий остаток SN, который наблюдается на стадии свободного разлета, – SN 1987а в Большом Магеллановом Облаке. На Рис. 8.7 приведена фотография остатка сверхновой 1987а, полученная космическим телескопом им. Хаббла в 2003 году через 16 лет после взрыва. Остаток сверхновой виден в центре в виде несколько вытянутой вертикально туманности, говорящей о несферичности взрыва. Диффузное кольцо вокруг остатка – рекомбинационное свечение газа, сброшенного взорвавшимся голубым сверхгигантом на предыдущих эволюционных стадиях, который был ионизован мощным УФ импульсом при вспышке сверхновой. Яркие пятна по периферии диффузного ободка – участки повышенной плотности в оболочке ветра предсверхновой, свечение которых инициировано нагревом головной ударной волной от взрыва SN 1987а, движущейся со скоростью ~ 4500 км/с и достигшей кольца примерно через 10 лет после взрыва.

Стадия 2. Адиабатическое расширение.

Радиационные потери энергии из оболочки по-прежнему дина-

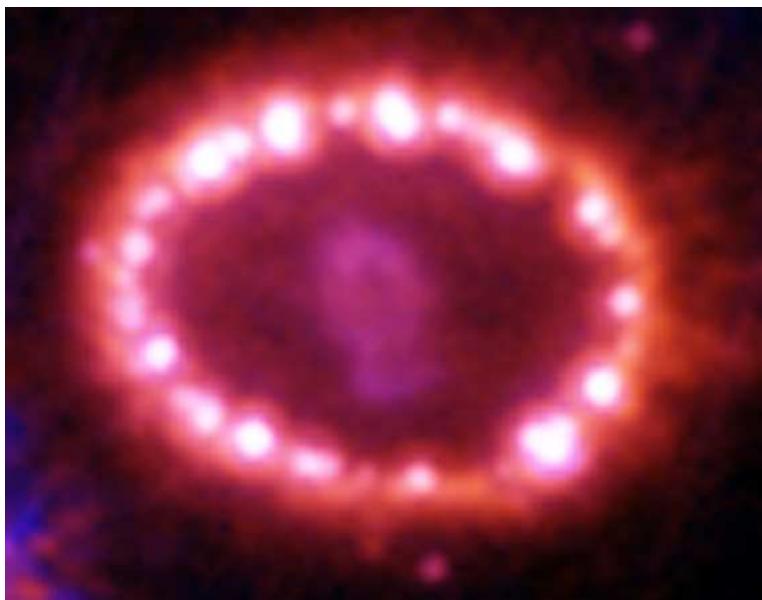


Рис. 8.7. Остаток вспышки SN 1987а в Большом Магеллановом Облаке через 16 лет после взрыва. Диаметр диффузного кольца примерно одна угловая секунда. Снимок с космического телескопа им. Хаббла (НАСА).

мически неважны (отсюда название – адиабатическая стадия), так как температура газа за фронтом ударной волны (УВ) очень высокая. Кинетическая энергия оболочки расходуется на нагрев газа за фронтом сильной УВ и на ускорение сгребенного межзвездного газа. Когда масса сгребенного газа много больше M_0 , движение оболочки довольно точно описывается автомодельным решением Л.И. Седова (1946) для сильного взрыва в среде. Можно получить зависимость поведения радиуса оболочки от времени из простых физических соображений (Л. Спитцер, Физические процессы в межзвездной среде, М.: Мир, 1981). Пусть тепловая энергия газа составляет долю K_1 от полной энергии E_0 , а давление p_2 непосредственно за фронтом УВ в K_2 раз больше среднего давления

внутри оболочки. Для идеального газа с показателем адиабаты γ , $p = (\gamma - 1)\epsilon$, где ϵ – плотность энергии. Тогда

$$p_2 = K_2(\gamma - 1) \frac{K_1 E_0}{4\pi/3 R_s(t)^3} \quad (8.6)$$

Но в случае сильных ударных волн справедливо соотношение

$$p_2 = \frac{2\rho_1 u_1^2}{\gamma + 1} \quad (8.7)$$

между давлением сразу за фронтом p_2 , плотностью ρ_1 и скоростью втекания невозмущенного газа в УВ u_1 . Комбинируя эти уравнения и учитывая, что $u_1 = dR_s/dt$, получаем уравнение

$$\left(\frac{dR_s}{dt} \right)^2 = \frac{4\pi}{3} K_1 K_2 \frac{(\gamma^2 - 1)}{2} \left(\frac{E_0}{\rho_1 R_s^3} \right) \quad (8.8)$$

Точный динамический расчет дает для $\gamma = 5/3$ $K_1 = 0.72$, $K_2 = 2.13$, так что $K_1 K_2 = 1.53$.

Интегрируя последнее уравнение, получаем для скорости распространения УВ в этом режиме

$$R_s(t) \propto \left(\frac{E_0}{\rho_1} \right)^{1/5} t^{2/5} \approx 0.31 \left(\frac{E_{51}}{n_1} \right)^{1/5} \left(\frac{t}{\text{годы}} \right)^{2/5} \text{ пк} \quad (8.9)$$

Здесь в последнем равенстве $E_{51} \equiv (E_0/10^{51} \text{ эрг}/\text{с})$ – начальная энергия взрыва, n_1 – концентрация атомов в невозмущенной межзвездной среде ($\sim 1 - 100 \text{ см}^{-3}$ в различных астрофизических ситуациях), $\rho_1 = 1.26 m_H n_1$ для солнечного химического состава межзвездной среды.

Поскольку температура за фронтом сильной ударной волны для идеального газа падает со временем, то начиная с некоторого момента времени (радиуса оболочки) становятся важными процессы радиативного охлаждения УВ и адиабатическое приближение нарушается.

Заметим, что уже в конце стадии свободного разлета развивается обратная УВ, распространяющаяся внутрь оболочки (в системе координат, связанной с фронтом УВ), но движущаяся наружу

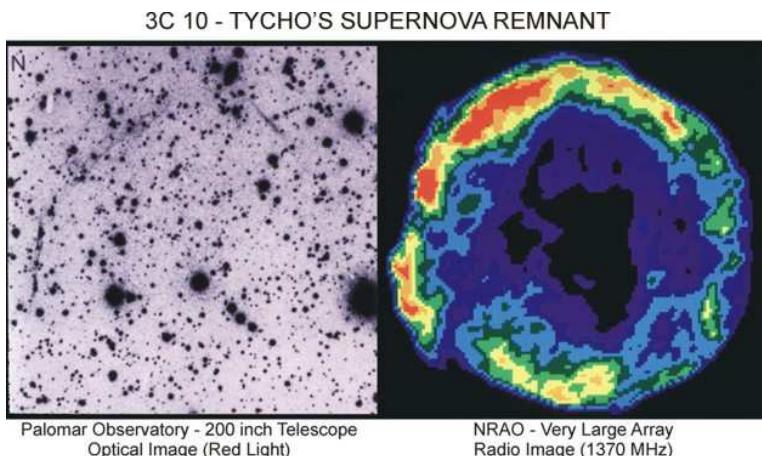


Рис. 8.8. Остаток вспышки SN 1572 (Тихо Браге) в красной области оптического спектра (5-м Паломарский телескоп, слева) и в радиодиапазоне (интерферометр VLA, справа).

в лабораторной системе. Поскольку тепловое излучение плазмы пропорционально квадрату плотности, именно обратная УВ дает наибольший вклад в рентгеновское излучение молодых остатков сверхновых. Наблюдения рентгеновскими космическими обсерваториями Chandra и XMM “Ньютон” показали очень хорошее согласие с теоретическими моделями остатков сверхновых умеренных возрастов.

Большинство известных остатков SN наблюдаются именно на адиабатической стадии. Оптическое и радио снимки молодого остатка SN Ia Тихо Браге (1572 г.) приведены на Рис. 8.8. Радиоизлучение имеет синхротронную природу (свечение релятивистских электронов, ускоренных за фронтом УВ, в магнитном поле газа, сжатом ударной волной).

На Рис. 8.9 показан снимок того же остатка SN Тихо в мягком рентгеновском диапазоне, сделанный рентгеновским телескопом Chandra. Внешний резкий край остатка сформирован внешней УВ, разогревшей межзвездную среду за фронтом до температур порядка 20 млн. К. Внутренние области остатка разогреты обратной УВ до температур порядка 10 млн К. Излучение тепловое.

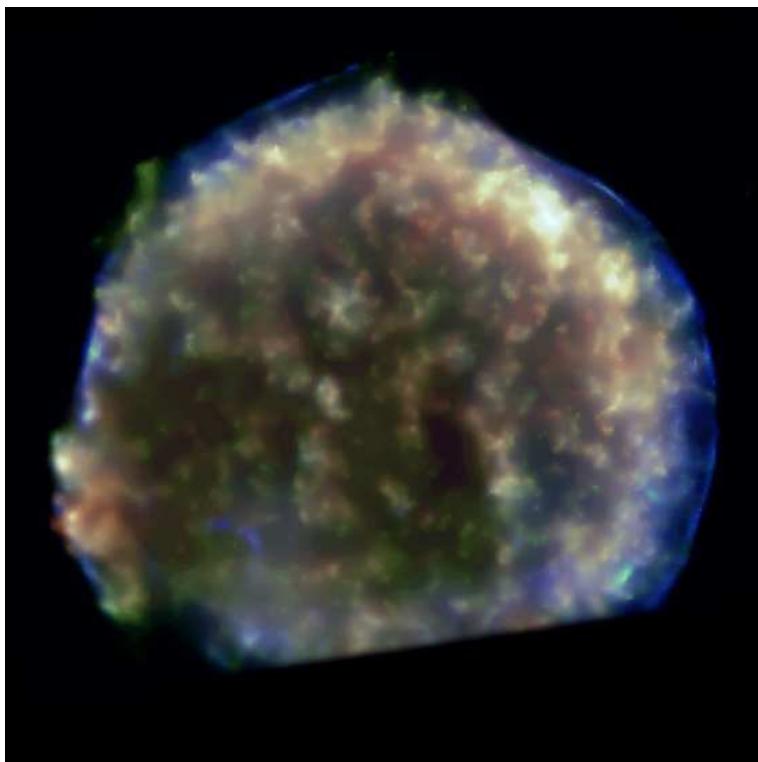


Рис. 8.9. Остаток вспышки SN Тихо в рентгеновской области. Снимок рентгеновским телескопом “Chandra” (НАСА).

Стадия 3. *Стадия снегоочистителя (англ. “snow-plow”)*

Наступает после быстрого охлаждения газа оболочки, когда температура падает $\approx 6 \times 10^5$ К и плазма начинает интенсивно высвечивать запасенную тепловую энергию (напомним, что при понижении температуры функция охлаждения горячей разреженной плазмы резко возрастает из-за появления электронных оболочек вокруг ядер тяжелых элементов). УВ при этом становится практически изотермической (показатель адиабаты газа $\gamma \rightarrow 1$). Оболочка становится тонкой и относительно холодной, поскольку радиальная скорость газа, прошедшего через УВ, меньше скорости движения фронта по среде и газ, поджимаемый давлением

оболочки изнутри, долго остается вблизи фронта УВ. Переход к этому режиму происходит при радиусе оболочки

$$R_c = 24 \left(\frac{E_{51}}{n_0} \right)^{1/3} \text{ пк}$$

Движение УВ поддерживается за счет запасенного в оболочке импульса ($M(dR_s/dt) = const$, $M = 4\pi/3\rho_1 R_s^3$), УВ сгребает окружающий газ и передает ему свой импульс, и ситуация похожа на сгребание снега снегоочистителем. Однако в отличие от первой стадии, расширение оболочки к этому времени уже сильно замедляется. В этом режиме расширение оболочки замедляется, т.к. из сохранения импульса следует $dR_s/dt \propto R_s^{-3}$ (а не $R_s^{-3/2}$ как в случае адиабатического разлета, см. (8.8)). При этом $R_s \propto (R_{ct})^{2/7}$ (S.I. Blinnikov, *Astrophysics of exploding objects*, Osaka, 2000).

Разреженный горячий газ внутри оболочки практически не остывает (из-за низкой плотности и высокой температуры) и является дополнительным источником расширения оболочек на поздних радиативных стадиях. По прошествии $\sim 10^4$ лет после начала расширения меры эмиссии оболочек сверхновых уменьшаются настолько, что они становятся практически неразличимыми на фоне излучения межзвездной среды.

В действительности, значительная неоднородность плотности межзвездной среды, магнитные поля, различные неустойчивости (тепловые неустойчивости, неустойчивость Рэлея-Тэйлора при расширении горячего газа в холодном, неустойчивость фронта УВ и т.д.) и прочие астрофизические факторы значительно усложняют обрисованную выше схематическую картину эволюции остатков сверхновых. В некоторых типах остатков (т.н. плерионы) основная энергия в оболочку продолжает поступать в процессе ее расширения в виде релятивистских частиц, рожденных быстро врачающейся нейтронной звездой с сильным магнитным полем – пульсаром, образующимся в результате коллапса. Хорошо известный пример молодого остатка сверхновой с пульсаром – Крабовидная туманность, остаток вспышки SN 1054 г. в созвездии Тельца.

Более детальное изложение и сопоставление с наблюдательными данными см. в упомянутой монографии Т.А. Лозинской.

Глава 9.

Компактные звезды и их наблюдательные проявления

Как было выяснено в предыдущих главах, эволюция обычных звезд сводится к термоядерному горению водорода (главная последовательность) и более тяжелых элементов (стадии после главной последовательности) в ядре звезды. Горение водорода происходит дольше всего, время жизни звезды после главной последовательности не превышает 10% от времени горения водорода.

Конечные стадии эволюции звезд сопровождаются большой потерей массы из оболочки звезды в виде звездного ветра (особенно на стадиях красного гиганта и сверхгиганта), достигающей $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ в год. Конечные продукты эволюции определяются физическими условиями в центре звезды к моменту завершения термоядерных реакций. Эти условия полностью определяются начальной массой звезды на главной последовательности и ее начальным химическим составом.

В зависимости от начальной массы звезды солнечного химсостава (типичного для звезд дисковой составляющей Галактики), после завершения термоядерной эволюции в звездных недрах могут возникнуть три типа компактных остатков:

1. $0.1 < M < 8 - 10 M_{\odot}$ \implies планетарная туманность, белые карлики

2. $8 - 10 < M < 20 - 40M_{\odot}$ \implies сверхновые типа II и Ib/c
 \implies нейтронные звезды
3. $M > 20 - 40M_{\odot}$ \implies сверхновые (возможно, при некоторых условиях сопровождающиеся выделением жесткого гамма-излучения в узконаправленном конусе-джете, наблюдавшиеся как космические гамма-всплески) \implies черные дыры

Следует отметить неопределенность в точных границах, различающих эти случаи, т.к. детали механизма сброса оболочки при вспышке сверхновой пока неясны.

9.1. Белые карлики

Основная причина, приводящая к образованию различных типов остатков звездной эволюции – различие физических условий в центре звезды. В звездах с массой до $\sim 8 - 10$ солнечных термоядерная эволюция завершается до образования ядра из элементов группы железа с массой меньшей критической массы Чандraseкара. В зависимости от начальной массы это происходит на стадии гелиевого или углеродно-кислородного вырожденного ядра. Термоядерное горение в вырожденном веществе носит взрывной характер (см. выше раздел 6.4, при этом возросшая температура может частично снять вырождение и горение станет менее интенсивным из-за восстановления отрицательной теплоемкости. Поэтому на стадии слоевого источника вокруг вырожденного С-О-ядра оболочка звезды – красного (сверх)гиганта может сбрасываться из-за тепловых неустойчивостей на границе слоевого источника и вырожденного ядра. При этом звезда находится на стадии асимптотической ветви гигантов в правой верхней части на диаграмме Герцшпрунга-Рассела. В результате сброса оболочки вокруг вырожденного ядра образуется планетарная туманность, “подсвечиваемая” очень горячим ($T_{eff} \sim 10^5$ K)proto-белым карликом. Механизм свечения туманности – рекомбинационный, как в областях

HII, но потенциал возбуждения для планетарных туманностей более высокий из-за более высокой температуры подсвечивающего излучения.

Оставшееся после истечения оболочки горячее вырожденное С-О ядро звезды постепенно остывает и превращается в белый карлик. Энергия свечения белого карлика – тепловая энергия, запасенная в колебаниях ионов. Излучая фотоны с поверхности, белый карлик постепенно остывает (его эффективная температура падает), а так как радиус белого карлика около 10^4 км, характерное время остывания достигает 10 млрд. лет. Самые старые и холодные белые карлики имеют эффективную температуру около 2000 К. В таких холодных “бурых” (англ. “brown”) карликах положительно заряженные ионы образуют кристаллическую решетку (крystalлизация начинается уже при температурах порядка 10000 К) ¹.

С точки зрения механического равновесия, силе тяжести в белых карликах противостоит градиент давления вырожденного электронного газа. Подчеркнем роль кулоновских сил: гравитация действует на “тяжелые” протоны, а из-за принципа Паули создается огромное давление вырожденных электронов, которое передается протонам именно через электрические поля частиц.

Звезды с массой на главной последовательности $< 0.5M_{\odot}$ полностью конвективны, что предотвращает загорание слоевого источника после выгорания водорода. Такие звезды не становятся красными гигантами и после стадии главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рассела перемещаются вправо, сжимаясь и нагреваясь. Расчеты показывают, что температура в гелиевом ядре в таких звездах оказывается ниже температуры снятия электронного вырождения, поэтому в конечном счете из таких звезд должны были бы образоваться вырожденные *He* белые кар-

¹К бурым карликам также относятся очень маломассивные звезды с $M < 0.08M_{\odot}$, в которых горение водорода невозможно. В уравнении состояния вещества таких объектов определяющую роль играют кулоновские взаимодействия. По сути дела, это гигантские планеты-“Юпитеры”

лики с массой $\sim 0.5M_{\odot}$. Однако в действительности этого не происходит – время жизни на главной последовательности для звезд с массой $< 0.8M_{\odot}$ превышает время расширения Вселенной. Поэтому получить гелиевые белые карлики можно только в двойных системах, когда перенос массы на второй компонент происходит на стадии красного гиганта с гелиевым вырожденным ядром.

У звезд с массой $0.5 < M/M_{\odot} < 3$ (к их числу принадлежит и Солнце) гелиевое ядро вырождается, поэтому начало превращения гелия в углерод на стадии красного гиганта сопровождается резким кратковременным энерговыделением (т.н. гелиевая вспышка).

У звезд с массами от 3 до $8M_{\odot}$ эволюция в ядре происходит в невырожденных условиях до образования углеродно-кислородного ядра, и после сброса водородной оболочки на асимптотической ветви гигантов остается C-O белый карлик с массой до $\sim 1.2M_{\odot}$. Из звезд $8\text{--}10 M_{\odot}$ могут образоваться O-Ne-Mg белые карлики с массами, близкими к пределу Чандрасекара $\sim 1.3M_{\odot}$.

9.1.1. Белые карлики в двойных системах.

Катализмические переменные и новые звезды

Качественно новая ситуация может возникнуть, если белый карлик входит в состав тесной двойной системы – под действием приливных сил возможно перетекание вещества с соседней звезды, что может привести к увеличению его массы. При приближении к чандрасекаровскому пределу в центре белого карлика начинается термоядерное горение, приводящее к взрыву (модель сверхновой типа Ia). Для O-Ne-Mg белых карликов возможен коллапс в нейтронную звезду.

Важнейшие проявления белых карликов в составе тесных двойных систем (ТДС) наблюдаются у очень широкого класса переменных звезд, называемых взрывными (или катализмическими) переменными. Эти переменные включают в себя новые звезды, повторные новые звезды, карликовые новые звезды, вспыхивающие звезды типа U Близнецов, переменные типа АМ Гекулеса и др. Основная отличительная черта взрывных переменных – нали-

чие регулярных или иррегулярных вспышек различной амплитуды. Орбитальные периоды взрывных переменных лежат в диапазоне от десятков минут до десятков часов, что говорит о характерных размерах систем от долей до нескольких радиусов Солнца. В этих двойных системах звезда первичный (более массивный) компонент является С-О белым карликом с массой порядка $0.5\text{--}1 M_{\odot}$, а вторичный (менее массивный) компонент является главной последовательности или слегка проэволюционировавшим субгигантом околосолнечной массы, заполняющим полость Роша. Обмен масс определяется уменьшением орбитального момента вращения двойной системы из-за замагниченного звездного ветра, истекающего от нормальной звезды, а для самых тесных систем с орбитальными периодами менее 2 часов - целиком из-за излучения гравитационных волн двойной системой (см. Приложение).

Физические причины вспышек у различных подклассов взрывных переменных различны. Единичные мощные вспышки, характерные для новых звезд, связаны с термоядерным взрывом вещества, накопленного на поверхности белого карлика при аккреции со вторичного компонента. Расчеты показывают, что явление новой звезды возникает только в определенном диапазоне масс белых карликов и темпов аккреции вещества на его поверхность. При очень низких темпах перетекания вещество постепенно вырождается и присоединяется к белому карлику, а при достаточно высоких темпах переноса масс температуры на поверхности белого карлика слишком высоки для вырождения и горение может носить перманентный, а не взрывной характер. Для явления новой звезды существенно, что в накопленной массе вещества происходит вырождение, и при достижении достаточных температур и плотностей термоядерные реакции приводят к взрыву. Калорийность термоядерного горения водорода составляет менее процента от энергии покоя вещества ($\sim 0.007c^2$), а гравитационный потенциал на поверхности белого карлика $GM/R \sim 10^{-4}c^2$, то есть гравитационная энергия на грамм вещества почти в сто раз меньше. Это означает, что при термоядерном взрыве частицы приобретают

тают скорость намного выше параболической на поверхности белого карлика, поэтому продукты взрыва образуют гравитационно не связанную с ним оболочку, которая постепенно рассеивается в межзвездной среде.

Массы оболочек новых звезд весьма малы, порядка $10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot}$; такая масса набирается на аккрецирующем белом карлике за характерное время в 50-100 лет, так что по сути дела все новые звезды являются повторными. Спектроскопический анализ оболочек новых звезд показывает присутствие продуктов СНО-цикла, что, по-видимому, свидетельствует об эрозии самого белого карлика при взрыве. Поэтому роста массы белых карликов в новых звездах не происходит. Рост массы до значений, близких к пределу Чандraseкара, возможен только при специфических режимах перманентного горения. Считается, что подобные двойные системы (с ними связывают так называемые сверхмягкие сверхкритические рентгеновские источники) могут быть предшественниками сверхновых звезд типа Ia.

Регулярные вспышки, наблюдаемые у повторных и карликовых новых звезд, не связаны с термоядерным горением вещества на поверхности белого карлика, на который перетекает газ со второй звезды. Они являются результатом неустойчивого перетекания массы в аккреционном диске вокруг компактной звезды (белого карлика в случае катализмических переменных). Аккреционные диски в тесных двойных системах обсуждаются в конце этой главы.

9.2. Нейтронные звезды

Первая статья с упоминанием возможности состояния материи из нейтронов при сверхплотных плотностях была опубликована Л.Д. Ландау в 1932 г. вскоре после открытия нейтрона. На возможность образования сверхплотных нейтронных звезд при коллапсах ядер массивных звезд, сопровождающихся вспышками сверхновых, указывали астрономы В. Бааде (W.Baade) и Ф. Цвикки (F.Zwicky) в 1934 г. Теоретическая заметка Л.Д. Ландау о ней-

тронных звездах была опубликована в 1938 г. Одиночные нейтронные звезды были открыты как радиопульсары только в 1967 г. Э. Хьюишем (Hewish) и Дж. Белл (Bell) (на 2006 г. их известно свыше 1500). Нейтронные звезды, входящие в состав тесных двойных систем, были открыты как компактные рентгеновские источники первым специализированным рентгеновским спутником “UHURU” в 1972 г. Общее число нейтронных звезд в Галактике оценивается в $10^8 - 10^9$, из них радиопульсаров (молодых нейтронных звезд) – порядка 10^5 . Число известных рентгеновских источников с нейтронными звездами в Галактике несколько сотен и быстро растет с увеличением чувствительности рентгеновских телескопов.

В большинстве случаев нейтронные звезды образуются в результате коллапса ядер массивных звезд с массой на главной последовательности $> 8 - 10M_{\odot}$. Как обсуждалось выше, коллапс ядра массивной звезды сопровождается вспышкой сверхновой II типа или типа Ib/c. Энергия, освобождаемая при коллапсе, по порядку величины совпадает с гравитационной энергией связи нейтронной звезды

$$\Delta E_g \approx \frac{GM_{NS}^2}{R_{NS}} \sim 0.1 M_{NS} c^2 \approx 10^{53} (\text{эрг}) \left(\frac{M_{NS}}{M_{\odot}} \right)$$

(в численной оценке положили $R_{NS} = 10$ км), и в основном уносится нейтрино (см. предыдущую главу).

Специфическое свойство нейтронных звезд – сверхвысокая плотность порядка ядерной ($\rho_0 \approx 2.8 \times 10^{14}$ г/см³), однако в отличие от атомного ядра, в котором нуклоны удерживаются благодаря сильным взаимодействиям между кварками, в нейтронной звезде нуклоны удерживаются вместе гравитационными силами (этим определяется минимальная масса НЗ, см. задачи в конце этой главы). Внутри НЗ вырожденные нейтроны вещества звезды не распадаются: из-за высокой плотности β -распад нейтрона запрещен, так как образующемуся электрону нет “места” в фазовом пространстве координат и импульсов из-за сильного вырождения.

Из наблюдений следует, что НЗ обладают сверхсильными магнитными полями. Из-за вмороженности магнитного поля в косми-

ческую плазму, при сжатии вещества сохраняется поток магнитного поля через выделенный контур: $\Phi \sim BR^2 = const$. Так, при сжатии звезды типа Солнца со средней напряженностью магнитного поля на поверхности $B_0 \sim 1$ Гс до размеров НЗ 10 км, получаем $B_{ns} = B_0(R_\odot/10\text{км})^2 \sim 5 \cdot 10^{11}$ Гс. Такие огромные значения и даже выше действительно выводятся из наблюдений радиопульсаров.

Многие НЗ входят в состав двойных систем. Это является естественным следствием эволюции двойной системы, в которой по крайней мере одна их компонент достаточна массивна, чтобы в конце эволюции образовать нейтронную звезду. В тесных двойных системах с нейтронными звездами возможны совершенно другие проявления нейтронных звезд. При перетекании вещества на НЗ с сильным магнитным полем ($> 10^{10}$ Гс) наблюдается феномен *рентгеновского пульсара*. Если магнитное поле НЗ не столь большое, как получено выше, вещество на поверхности нейтронной звезды накапливается (заметим, что оно находится в вырожденном состоянии), и при превышении некоторого критического значения плотности и температуры на поверхности НЗ происходит термоядерный взрыв. Эти взрывы наблюдаются в виде регулярных *рентгеновских барстеров* (или вспыхивающих рентгеновских источников). Подчеркнем, что в отличие от новых звезд (взрыв на поверхности белого карлика), в рентгеновских барстерах продукты вспышки образуют расширяющуюся атмосферу, которая не отделяется от звезды в виде оболочки, а вновь сжимается. Причина тому - в 1000 раз более глубокий гравитационный потенциал на поверхности нейтронной звезды $GM_{NS}/R_{NS} \approx 0.1c^2$, что более чем на порядок больше энергии на грамм вещества, выделяемой в термоядерных реакциях синтеза. Более подробно см. в монографиях С.Шапиро, С.Тьюколски “Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды”, М.: Мир, 1985, т2; В.М.Липунов, “Астрофизика нейтронных звезд”, М.: Наука, 1987.

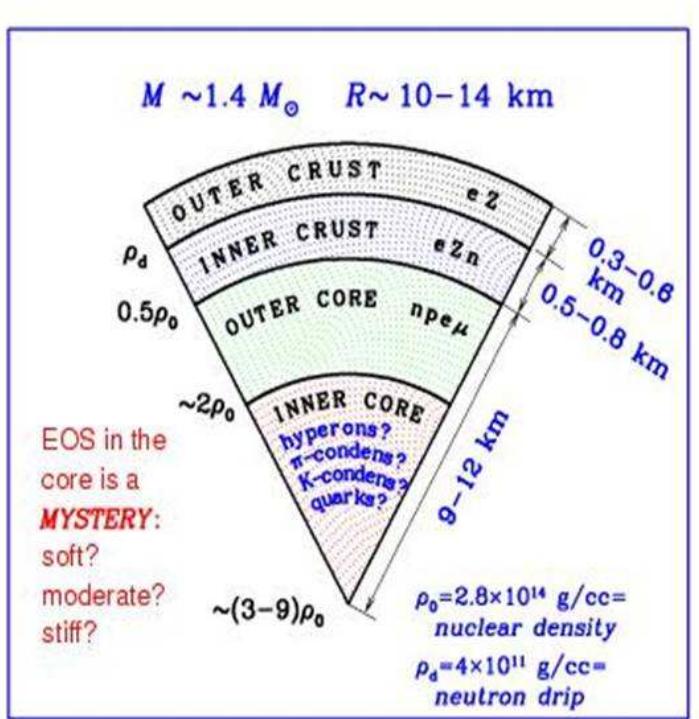


Рис. 9.1. Схема внутреннего строения нейтронной звезды.

9.2.1. Внутреннее строение НЗ

Массы НЗ с разной степенью точности измеряются в тесных двойных системах с НЗ, но главный результат состоит в том, что в отличие от белых карликов, разброс измеренных масс НЗ крайне мал: $\langle M_{NS} \rangle = 1.35 \pm 0.1 M_{\odot}$ (хотя теоретически допустимый диапазон масс НЗ $0.1 - 3 M_{\odot}$). Этот факт, по-видимому, связан с фундаментальными законами коллапса звездных ядер, детали которого до конца не выяснены.

Радиусы НЗ R измерить гораздо сложнее. Например, радиус можно оценить по максимальной рентгеновской светимости во вспышках рентгеновских барстеров, предполагая ее равной эддингтоновскому пределу, и наблюдаемой эффективной темпера-

тире ($L_x = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$). Но для этого нужно знать массу НЗ ($L_{Edd} \propto M$), а в маломассивных рентгеновских двойных системах с барстераами массы НЗ определяются не очень надежно. Другой способ определения радиуса – по наблюдению гравитационного красного смещения z_g линий излучения вблизи поверхности нейтронной звезды ($1 + z_g = 1/\sqrt{1 - R_g/R}$, $R_g = 2GM/c^2$ – гравитационный радиус НЗ с массой M). И в этом случае требуется знание массы M . Поэтому радиусы НЗ, выводимые из современных наблюдений, лежат в пределах от 10 до 15 км.

В отличие от масс, которые в двойных пульсарах измеряются по релятивистским эффектам с рекордной точностью в доли процентов, внутреннее строение НЗ (особенно ее центральных частей) известно с большой степенью неопределенности из-за отсутствия лабораторных данных о сверхплотном состоянии вещества. Внутренне строение НЗ схематически изображено на Рис. ???. По физическому состоянию вещества внутри НЗ выделяются четыре основных зоны.

1) **Внешняя кора.** $\Delta R = 300 – 600$ м, $\rho < \rho_{nd} \approx 4 \times 10^{11}$ г/см³. Верхняя граница ρ_{nd} соответствует плотностям, при которых газ свободных нейронов начинают приобретать свойства жидкости. Внешняя кора состоит из сильно вырожденных электронов (представляющих почти идеальный Ферми-газ) и ядер (ионов). Уравнение состояния во внешней коре известно достаточно хорошо.

2). **Внутренняя кора.** $\Delta R = 500 – 800$ м, $\rho_{nd} < \rho < 0.5\rho_0$. Верхняя граница соответствует плотностям, при которых отдельные атомные ядра уже не могут существовать. Во внутренней коре электроны представляют ультрарелятивистский вырожденный газ, а ядра обогащены нейронами и занимают значительный объем, свободные нейтроны образуют сильно вырожденную Ферми-жидкость, которая может быть сверхтекучей. Вблизи границы с ядром в слое в несколько сотен метров атомные ядра становятся рыхлыми; в некоторых моделях ядерного взаимодействия возможны фазовые переходы к несферическим ядрам (т.н. “ядерная

паста") в виде цилиндров ("макароны"), пластин ("лазанья") и т.д. Детали структуры внутренней коры плохо известны.

3). **Внешнее ядро.** $0.5\rho_0 < \rho \lesssim 2\rho_0$. Вещество во внутренней коре представляет собой однородную материя из сильно вырожденных нейтронов, протонов, электронов и возможно мюонов. Электроны и мюоны образуют почти идеальные ферми-газы, а нуклоны – сильно неидеальные ферми-жидкости, которые могут быть сверхтекучими и сверхпроводящими. Уравнение состояния известно сравнительно неплохо, но точность резко уменьшается с ростом плотности.

4). **Внутреннее ядро.** $2\rho_0 < \rho \lesssim 20\rho_0$. Состав точно неизвестен из-за плохого знания физики сильных взаимодействий и многочастичных эффектов в сверхплотном веществе. Возможный состав – нуклонно-гиперонное вещество, или более экзотические возможности (пионный конденсат, кварковое вещество). Уравнение состояния во внутреннем ядре является фундаментальной физической проблемой.

9.2.2. Массы и радиусы НЗ

Минимальная масса НЗ почти не зависит от уравнения состояния и находится вблизи значения $0.1 M_\odot$. Радиус и максимальная масса НЗ (т.н. *предел Оппенгеймера-Волкова*) известны лишь приблизительно и их точные значения определяются выбранным уравнением состояния (Рис. 9.2). Максимальные массы для разных уравнений состояния отличаются примерно в 1.5 раза – от $\sim 1.5M_\odot$ для "мягких" уравнений состояния до $\sim 2.5M_\odot$ для "жестких" уравнений состояния. Быстрое вращение (центробежные силы) может увеличить этот предел на 25%. За исключением самых малых масс, теоретические радиусы НЗ лежат в пределах от 10 до 14 км. Компактность НЗ требует учета эффектов ОТО ($\sim R_g/R$) при рассмотрении как внутреннего строения НЗ, так и процессов, происходящих в окрестностях НЗ. Как и в случаях с БК, если НЗ входит в состав тесной двойной системы с переносом массы, пре-

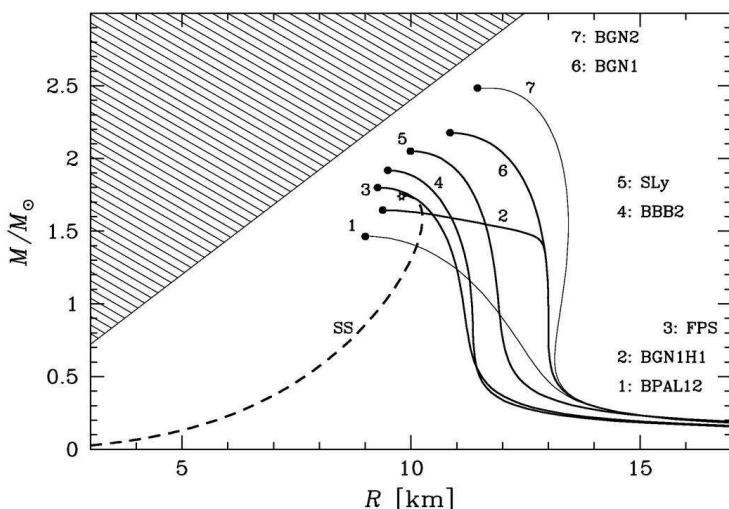


Рис. 9.2. Теоретическая зависимость масса-радиус для нейтронных звезд с различными уравнениями состояния. Заштрихована область неустойчивости для любых уравнений состояния. Для «мягких» уравнений состояния для данной массы характерны меньшие радиусы и меньшее значение предельной массы Оппенгеймера-Волкова (жирные точки на концах зависимости масса-радиус), для «жестких» — большие радиусы и более высокие предельные массы. Минимальная масса НЗ не зависит от уравнения состояния. Пунктирная кривая — зависимость масса-радиус для гипотетических кварковых звезд из «странных» вещества, характеризуемого наличием «странных»夸arks, отсутствующих в обычном веществе.

вышение предельной массы Оппенгеймера - Волкова приведет к коллапсу с образованием предположительно черной дыры.

Массы НЗ могут быть (иногда достаточно точно!) определены из астрономических наблюдений. Существует несколько методов определения масс НЗ.

1. Массу одиночной звезды можно оценить только косвенно, например, наблюдая рентгеновское излучение с ее поверхности. Тогда определяя по спектру эффективную температуру T_{eff} из соотношения $L = 4\pi R^2 \sigma_B T_e^4$ оценивают радиус (если расстояние до НЗ известно). По соотношению масса-радиус после этого можно оценить массу НЗ. Метод используется для нескольких известных близких НЗ.

2. Если НЗ находится в двойной системе, можно определить ее массу, изучая движение по орбите вокруг общего центра масс. Наиболее точные измерения возможны, когда НЗ является пульсаром (радио или рентгеновским). Тогда частота прихода радио импульсов модулируется орбитальным движением и по кривой лучевых скоростей, как в случае обычных двойных звезд, можно восстановить параметры кеплеровского движения (период P_b , полуамплитуду лучевых скоростей пульсара K_p , эксцентриситет орбиты e , большую полуось орбиты пульсара в проекции на картинную плоскость $x_p = a_p \sin i = K_p \sqrt{1 - e^2} (P_b / 2\pi)$), и по ним определить функцию масс пульсара

$$f_p = \frac{(M_c \sin i)^3}{(M_p + M_c)^2} = \frac{x_p^3 4\pi^2}{G P_b^2}.$$

Измерение кривых лучевых скоростей второй звезды – компонента пульсара дает возможность определить ее функцию масс f_c . Таким образом, можно определить отношение масс компонент $M_p/M_c = (f_c/f_p)^{1/3}$. Когда второй компонент пульсара – оптическая звезда, ее массу можно оценить по спектральному классу. В ряде случаев удается оценить возможное значение величины угла наклонения орбиты i и таким образом получить оценку массы НЗ. Именно таким образом были оценены массы НЗ в рентгеновских двойных системах и двойных радиопульсарах в паре с нормальной звездой или с белым карликом (см. Рис. 9.3).

Однако в случае радиопульсаров в паре с другой НЗ (известно несколько таких систем) массы компонент удается измерить гораздо точнее. Орбитальные периоды у таких двойных систем порядка нескольких часов или дней (то есть это очень тесные пары!). В этих системах современные радиоастрономические методы регистрации времени прихода отдельных радио импульсов (т.н. *тайминг* пульсаров) позволяют измерять релятивистские эффекты в движении компонент. К ним относятся: 1) угловая скорость поворота линии апсид $\dot{\omega}$ (поворот периастра орбиты), который происходит из-за отличия силы притяжения между телами от закона

обратных квадратов; 2) поперечный эффект Допплера и гравитационное красное смещение в поле второго компонента M_c (параметр γ); 3) гравитационное запаздывание импульсов пульсара в поле тяжести второй звезды и 4) темп векового уменьшения орбитального периода из-за излучения гравитационных волн \dot{P}_b . В тесных двойных радиопульсарах эти релятивистские эффекты намного сильнее, чем в других тесных двойных системах. Например, темп поворота перигелия Меркурия в Солнечной системе составляет около 43 угловых секунд за столетие, а в двойном пульсаре Халса-Тэйлора PSR 1913+16 $\dot{\omega} \simeq 4.23$ градуса в год! Таким образом, измерение пяти дополнительных параметров дополняет (и фактически переопределяет) систему уравнений для определения 6 параметров орбиты ($M_p, M_c, a, e, i, \omega$). Это позволяет не только с большой точностью определить массы компонент, но и проверять различные теории гравитации, которые предсказывают несколько различные зависимости релятивистских параметров от элементов орбиты. Первый двойной пульсар такого типа, PSR 1913+16, обнаруженный в 1975 году, изучается уже более 30 лет, и эффекты ОТО в нем подтверждены с точностью лучше 0.1%. Надежно установлено вековое уменьшение периода этого пульсара из-за излучения гравитационных волн. За открытие и высокоточные многолетние наблюдения пульсара 1913+16, которые внесли существенный вклад в фундаментальную физику, астрофизикам Дж. Тэйлору (Taylor) и Р. Халсу (Hulse) была присуждена Нобелевская премия по физике 1993 г. Заметим, что точность измерений масс двойных радиопульсаров со временем возрастает, и есть надежда, что через 5-10 лет с помощью высокоточного тайминга можно будет достаточно аккуратно измерить момент инерции НЗ $I \propto MR^2$. Это позволит уточнить радиус нейтронной звезды и, таким образом, выяснить наиболее подходящее уравнение состояния сверхплотной материи.

Сводка динамически измеренных масс НЗ в двойных системах (данные на середину 2005 г.) приведена на Рис. 9.3. Минимально известная масса НЗ - у компонента двойного радиопульсара PSR

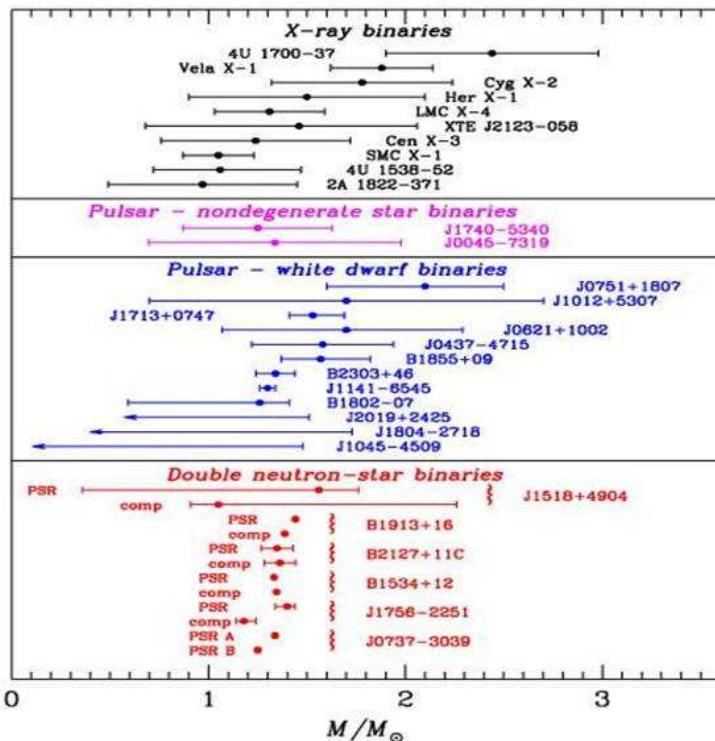


Рис. 9.3. Массы НЗ в двойных системах различных типов.

$J0737-3039 (1.250 \pm 0.010 M_{\odot})$. Максимальная (точно измеренная) масса НЗ – у пульсара Халса-Тэйлора $M_p(2\sigma) = 1.4408 \pm 0.0006 M_{\odot}$; это еще и рекордная точность измерения массы звезды в астрономии. Как видно из рисунка, есть много указаний на существование НЗ с массой больше $1.5 M_{\odot}$, однако ясно, что массы пульсаров (как и нейтронных звезд в целом), по-видимому, никогда не превышают $2.5 - 3 M_{\odot}$.

9.3. Измерения пульсаров

Рассмотрим более подробно одиночные вращающиеся нейтронные звезды с сильным магнитным полем. Это наиболее хорошо

изученный класс нейтронных звезд, насчитывающий свыше 2000 объектов (2006).

9.3.1. Основные свойства

Пульсирующие радиоисточники (пульсары) были открыты в 1967 г. (Нобелевская премия по физике Э.Хьюшу 1974 г.) Основные наблюдаемые свойства этих объектов следующие.

1. Короткие периоды пульсаций $0.0015 \text{ с} - \approx 8 \text{ с}$. Отсюда немедленно можно оценить характерную плотность вещества нейтронных звезд. Действительно, предельный период вращения звезды с массой M и радиусом R может быть найден из условия равенства центробежной силы на экваторе вращения силе притяжения, $P_{lim} = 2\pi\sqrt{\frac{R^3}{GM}}$. Тогда оценка плотности по наблюдаемому периоду вращения даст

$$\rho > \frac{12\pi}{P^2 G} \sim 6 \times 10^{12} \left(\frac{P}{0.01 \text{ с}} \right)^{-2} \text{ г/см}^3 \quad (9.1)$$

Предельно короткие наблюдаемые периоды вращения пульсаров (около 1.5 мс) соответствуют ядерной плотности вещества $\sim 10^{14} \text{ г/см}^3$.

2. Замедление периода пульсаций с характерным темпом $dP/dt \equiv \dot{P} \sim 10^{-15} \text{ с/с}$. Это свойство интерпретируется как торможение вращения нейтронной звезды. В таком случае полный темп потери энергии вращения нейтронной звезды

$$\frac{dE}{dt} = I\omega\dot{\omega} \approx 4 \cdot 10^{37} [\text{эрг/с}] \left(\frac{I}{10^{45} (\text{г см}^2)} \right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ с/с}} \right) \left(\frac{P}{0.01 \text{ с}} \right)^{-3}. \quad (9.2)$$

Формально это очень высокий темп потери энергии, много больше солнечной светимости ($\sim 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с). Вращательная энергия нейтронной звезды уносится потоком релятивистских частиц, вырываемых с поверхности нейтронной звезды сильнейшим электрическим полем в области полярных шапок.

3. Задержка времени прихода импульсов на разных частотах. Это связано с распространением радио излучения в иони-

зованной космической плазме. Действительно, групповая скорость распространения электромагнитных волн в плазме является функцией частоты ν :

$$v^2(\nu) = c^2(1 - (\nu_0/\nu)^2),$$

где $\nu_0^2 = 4\pi ne^2/m_e$ – плазменная Ленгмюровская частота. Следовательно, если радиоволны распространяются в среде с постоянной плотностью электронов n задержка времени прихода импульсов на разных частотах $\Delta t = (l/2c)\nu_0^2(1/\nu_1^2 - 1/\nu_2^2)$, где l – расстояние до источника. Величина

$$DM = \int n_e dl \quad (9.3)$$

называется *мерой дисперсии*. Измеряя задержку времени прихода импульсов пульсара на разных частотах и оценивая из других наблюдений электронную концентрацию межзвездной среды (в среднем по Галактике $n_e = 0.03 \text{ см}^{-3}$), по величине меры дисперсии оценивают расстояния до пульсаров. Это наиболее распространенный способ определения расстояний до нейтронных звезд. Точность этой оценки невелика (примерно фактор 2), т.к. неизвестно распределение концентрации ионизованной плазмы вдоль луча зрения.

4. Огромная яркостная температура и поляризация излучения. Если источник виден под телесным углом Ω , а принимаемый от него поток излучения на частоте ν есть F_ν (эр/см²·с, то яркостная температура T_b в Рэлей-Джинсовском пределе определяется из соотношения

$$2kT_b \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 = F_\nu \Omega, \quad (9.4)$$

где $\Omega \approx \pi(R_*/r)^2$ и r – расстояние до источника, R_* – его радиус. Например, для пульсара в Крабовидной туманности $R_* = 10$ км и $r = 2$ кпс и при характерном радиопотоке в 1 Янсий (= $10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$) на частоте ~ 1 ГГц яркостная температура

получается 10^{26} К. Очевидно, ни одно тело не может иметь такую температуру. Для объяснения радиоизлучения пульсаров привлекаются нетепловые механизмы. По-видимому, наиболее вероятен плазменный механизм излучения релятивистских электронов в сильном магнитном поле нейтронной звезды.

9.3.2. Торможение вращения пульсаров

Основная идея, объясняющая феномен пульсара (Пачини, Сальвати; Острайкер, Ганн, 1967) – потери энергии вращения замагниченной нейтронной звездой. Запас энергии вращения НЗ очень велик: $E_r = I\omega^2/2 \sim 10^{49}$ эрг (порядка тепловой или гравитационной энергии Солнца $GM_\odot^2/R_\odot \sim 3 \cdot 10^{48}$ эрг). В простейшей модели рассматривается вращающийся магнитный диполь в вакууме: $\vec{\mu}(t) = \mu_0 e^{i\omega t}$. Потери энергии на магнитодипольное излучение в вакууме

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\vec{\mu}^2}{c^3} = \frac{2}{3} \omega^4 \frac{\mu_0^2}{c^3} \quad (9.5)$$

или с учетом $\mu_0 = B_s R^2/2$ где B_s – напряженность магнитного поля на поверхности шара радиуса R :

$$Q \approx \omega^4 \frac{B_s^2 R^6}{c^3} \sim 3 \cdot 10^{31} (\text{эр}/\text{с}) \left(\frac{P}{1 \text{с}} \right)^{-4} \left(\frac{B_s}{10^{12} \text{Гц}} \right) \quad (9.6)$$

Но это – полный темп потери энергии вращения НЗ. Низкочастотное магнитодипольное излучение, связанное с вращением пульсара, не может распространяться в межзвездной плазме, если его частота много меньше частоты плазменных колебаний

$$\nu_{md} = \frac{\omega}{2\pi} \ll \nu_0 = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \sim 10^4 \text{ Гц},$$

поэтому должен существовать механизм переработки энергии вращения в электромагнитные волны более высоких энергий.

Важная величина, характеризующая пульсар – понятие светового цилиндра – поверхности, на которой скорость твердотельного вращения с частотой ω достигает скорости света:

$$r_l = \frac{c}{\omega} = 5 \cdot 10^9 \text{ (см)} \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right)$$

С точки зрения генерации электромагнитных волн, световой цилиндр является границей волновой зоны. Внутри светового цилиндра (в ближней зоне) магнитное поле НЗ дипольное $H(r < R_l) = H_s(r/R)^3$, а вне его носит характер электромагнитной волны. Световой цилиндр ограничивает область замкнутых силовых линий магнитосферы пульсара, которые заполняются плазмой и вращаются как твердое тело с частотой НЗ. Часть силовых линий магнитного поля вращающейся НЗ, однако, остаются незамкнутыми, пересекают световой цилиндр и уходят на бесконечность. Область на поверхности НЗ, из которой уходят открытые силовые линии, называется полярной шапкой и ее размер приближенно равен $R_0 \simeq R\sqrt{\omega R/c}$.

Неизбежное наличие плазмы в магнитосфере пульсара экранирует магнитодипольное излучение. Более физична модель пульсара, в которой потеря энергии вращения нейтронной звезды связана с тормозящим действием электрических токов, протекающих в магнитосфере в области открытых силовых линий и замыкающихся на поверхности пульсара в области полярных шапок. В этом случае потери вращения НЗ связаны с излучением релятивистских частиц, которые генерируются в ее магнитосфере. Излучаемая энергия поп порядку величины равна магнито-дипольным потерям (9.6).

Из выражения $dE_r/dt = -Q$ получается закон убывания частоты вращения пульсара от времени:

$$I\omega\dot{\omega} \sim -B_s^2 R^6 \omega^4 / c^3$$

откуда

$$\dot{\omega} \propto -B_s^2 \omega^3$$

или, выражая через наблюдаемые величины (период вращения пульсара и его производную \dot{P}),

$$\dot{P}P = (2\pi)^2 B_s^2 R^6 I^{-1} c^{-3} \quad (9.7)$$

Видно, что измеряя только период пульсара P и его первую производную dP/dt , можно непосредственно оценить напряженность магнитного поля вблизи поверхности нейтронной звезды B_s . Подставляя характерные величины ($I \approx 10^{45}$ г см², $R = 10$ км) находим

$$\frac{B_s}{10^{12} \text{ Гс}} \approx \sqrt{\left(\frac{P}{1 \text{ с}}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ с/с}}\right)} \quad (9.8)$$

Эта формула показывает, сколь велика напряженность магнитного поля вблизи поверхности пульсаров. В таком сверхсильном магнитном поле изменяются свойства вещества и становятся существенными (и даже определяющие) квантовые эффекты (например, рождение электрон-позитронных пар фотонами), которые важны для описания физически процессов вблизи поверхности нейтронных звезд.

Пульсары удобно изображать на диаграмме $P - \dot{P}$ (Рис. 9.4). Оценки магнитных полей пульсаров по формуле (9.8) лежат в широких пределах от $\sim 10^8$ до $\sim 10^{13}$ Гс. У нескольких НЗ (которые, однако, не излучают радиоволны, как обычные пульсары – т.н. магнитары) оценка поля по этой формуле приводит к значениям $10^{14} - 10^{15}$ Гс. Такие огромные магнитные поля приводят к появлению качественно новых явлений. Например, они регулярно способны буквально “взламывать” кору НЗ, приводя к грандиозному энерговыделению порядка $10^{41} - 10^{45}$ эрг, которое наблюдается в рентгеновском диапазоне в виде повторных мягких гамма-всплесков от таких НЗ.

Выражение (9.7) можно рассматривать как дифференциальное уравнение для торможения вращения пульсара. Решая его с начальным условием $P|_{t=0} \ll P(t)$ получаем оценку возраста пуль-

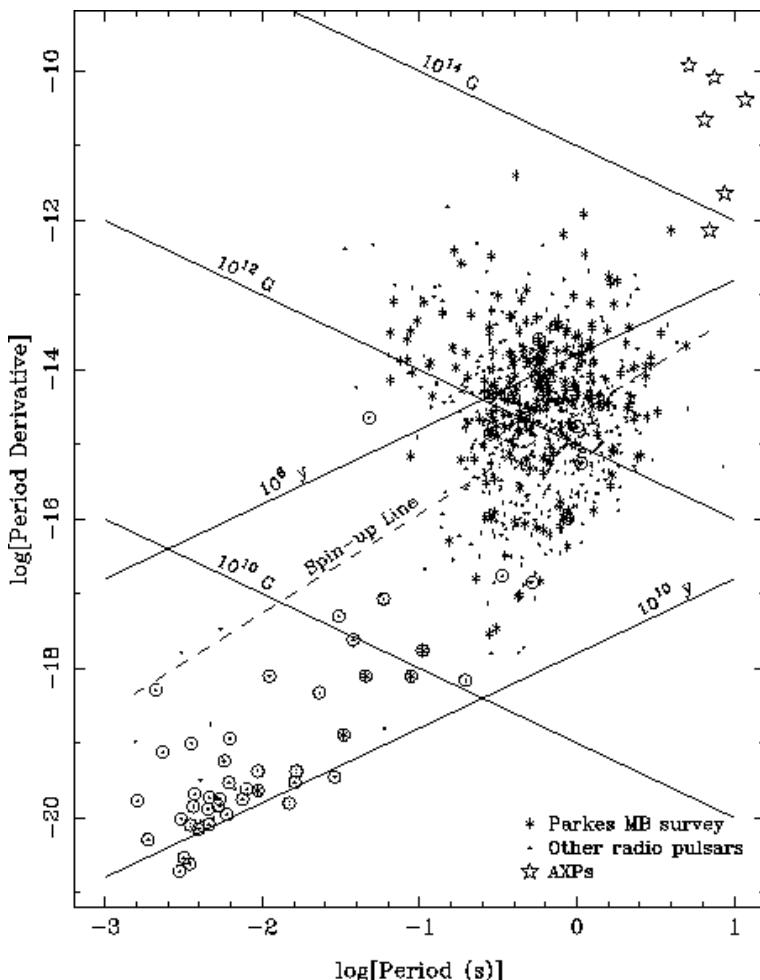


Рис. 9.4. Диаграмма $P - \dot{P}$ для радиопульсаров. Точки и крестики – одиночные радиопульсары, кружки – радиопулльсыры в двойных системах. Звездочки – т.н. “аномальные рентгеновские пульсары” – одиночные нейтронные звезды со сверхсильным магнитным полем (магнитары). Показаны линии равных магнитных полей (сверху/вниз – слева/направо) и равных динамических возрастов (сверху/вниз – справа/налево).

сара по наблюдаемым величинам – периоду вращения P и первой производной периода \dot{P}

$$\tau_d = \frac{1}{2} \left(\frac{P}{\dot{P}} \right) \quad (9.9)$$

Это время называют *динамическим возрастом* пульсара. Типичные значения динамических возрастов пульсаров – сотни тысяч лет. Пульсар считается “старым”, если его возраст $\tau_d \sim 10^6$ лет. Как полагают, на больших временных интервалах (порядка десятков миллиона лет и более) существенным может оказаться омическое затухание магнитного поля нейтронной звезды (переход энергии).

В заключение этого раздела поясним, как по современным представлениям происходит генерация релятивистской плазмы вблизи поверхности пульсара. Электродинамическое рассмотрение вращающейся НЗ с дипольным магнитным полем приводит к выводу, что в области полярных шапок НЗ возникает компонента электрического поля, параллельная силовым линиям магнитного поля. Напряженность электрического поля пропорциональна произведению магнитного поля B_s и частоты вращения ω и для характерного поля 10^{12} Гц достигает 10^{11} В/см, на два порядка выше напряженности поля в атоме водорода. Такое электрическое поле ионизует вещество и вырывает заряженные частицы с поверхности НЗ.

Максимальная энергия, до которых заряд в принципе может ускориться в магнитосфере пульсара, огромна:

$$E_{max} \sim eER_{NS} \sim 10^{19} \text{ эВ}$$

и соответствует энергиям самых энергичных космических лучей. Этого, однако, не происходит. В действительности заряд начинает ускоряться электрическим полем вдоль магнитной силовой линии (поперечная составляющая импульса частицы в таком сильном магнитном поле отсутствует). Из-за кривизны силовой линии появляется ускорение, приводящее к излучению энергичного гамма-кванта с характерной частотой $\omega_c \sim \gamma^3 v/r_c$, где $\gamma = E/m_e c^2$ – Лоренц-фактор релятивистского электрона, $v \sim c$ – его скорость, r_c – радиус кривизны силовой линии магнитного поля (изгибное излучение – разновидность синхротронного излучения релятивистской заряженной частицы). Фотон, летящий под углом к си-

ловой линии магнитного поля, в сильном поле рождает электрон-позитронную пару, причем электрон и позитрон движутся в противоположных направлениях. В свою очередь, вторичные электроны рождают изгибные фотоны и т.д. Так возникает электрон-позитронная лавина в магнитосфере пульсара. Генерируемая таким образом плазма экранирует электрическое поле и заполняет пространство внутри замкнутых силовых линий магнитного поля внутри светового цилиндра, а часть вторичной плазмы, текущая вдоль открытых (незамкнутых) силовых линий, пересекает световой цилиндр и уходит на бесконечность. Именно в кинетическую энергию этих релятивистских частиц и уходит почти вся энергия вращения нейтронной звезды. Этот важнейший факт прямо подтверждается наблюдениями – полная светимость синхротронного излучения электронов Крабовидной туманносити (остатка сверхновой 1054 г. в созвездии Тельца) $\sim 10^{38}$ эрг/с в точности соответствует оценке темпа потерь энергии вращения центральной нейтронной звезды – пульсара в Крабовидной туманности $dE_r/dt = -4\pi^2 I \dot{P}/P^3$ при наблюдаемых значениях $P = 0.033$ с и $\dot{P} \sim 10^{-13}$ с/с. Аналогичная ситуация наблюдается и в других молодых остатках сверхновых.

Неустойчивости в плазменном потоке частиц внутри или вблизи светового цилиндра, движущихся вдоль открытых силовых линий с релятивистскими скоростями, рождают электромагнитные радиоволны в узконаправленном пучке. Именно это высокочастотное нетепловое радиоизлучение и наблюдается от пульсаров. Доля энергии, уносимая радиоизлучением, крайне мала (около $10^{-4} - 10^{-6}$ от полных потерь вращательной энергии нейтронной звезды). Современные представления о физике магнитосфер пульсаров и механизмах радиоизлучения на доступном уровне изложены в недавнем обзоре В.С.Бескина (1999).

9.4. Черные дыры

Черные дыры (ЧД) звездной массы могут образоваться либо при аккреционно-индукционном коллапсе нейтронных звезд в

двойных системах, либо при коллапсе ядер массивных ($> 20 - 40M_{\odot}$) одиночных звезд. Этот процесс плохо изучен, даже на качественном уровне. До сих пор не ясно, сопровождается ли образование черной дыры сбросом оболочки (т.е. явлением сверхновой звезды). Полное число ЧД в Галактике может составлять несколько процентов от числа нейтронных звезд и достигать сотен тысяч.

Физически, ЧД представляет собой особенность пространства-времени, связанную с наличием *горизонта событий*, – условной поверхности, расположенной на таком расстоянии от центра ЧД, начиная с которого никакая информация не может передаваться наружу. Образно говоря, горизонт событий аналогичен односторонней мембране, которая пропускает все в одном направлении и ничего — в обратном².

ЧД может характеризоваться только массой, моментом импульса и электрическим зарядом (т.е. всеми возможными сохраняющимися физическими величинами). В рамках ОТО, вне горизонта событий сферически-симметричных ЧД пространство-время описывается решением Шварцшильда (K. Schwarzschild, 1916). Если ЧД обладает отличным от нуля моментом импульса, пространство-время вне горизонта описывается решением Керра (W. Kerr, 1963), а если есть электрический заряд — решением Керра-Ньютона. У черных дыр не может быть магнитного поля. В этом смысле ЧД устроена гораздо проще, чем обычная невырожденная или вырожденная звезда.

Горизонт событий невращающейся (Шварцшильдовской) ЧД находится на т.н. гравитационном радиусе

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \text{ (км)} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \quad (9.10)$$

(формально на этом радиусе параболическая скорость частиц становится равной скорости света).

² Из-за замедления времени в гравитационном поле ЧД процесс пересечения горизонта событий падающей в ЧД частицей оказывается ненаблюдаемым с больших расстояний.

Найти ЧД из астрономических наблюдений непросто: одиночная ЧД не излучает энергию. Темп предсказываемого современной теорией квантового испарения ЧД (S. Hawking, 1970) обратно пропорционален квадрату массы ЧД и для ЧД звездной массы ничтожно мал. За время существования Вселенной могут полностью “испариться” ЧД с начальной массой менее 10^{15} г (масса большой горы на Земле). Маломассивные ЧД действительно могут существовать, но их происхождение не связано с эволюцией звезд. Эффективность энерговыделения при свободном падении вещества на ЧД из межзвездной среды также мала, и пока все попытки найти такие одиночные ЧД не привели к успеху.

Однако если ЧД входит в состав тесной двойной системы, при перетекании вещества с соседней звезды вокруг черной дыры (как и вокруг нейтронной звезды или белого карлика) образуется *аккреционный диск*, вещество разогревается до высоких температур, и может наблюдаться как яркий рентгеновский источник. Современными методами рентгеновской астрономии обнаружено свыше 10 кандидатов в ЧД – невидимых компонентов рентгеновских тесных двойных систем, масса которых больше $3M_{\odot}$. Эти источники не являются рентгеновскими пульсарами или барстерами, т.е. падающее вещество не направляется магнитным полем и не накапливается на твердой поверхности. См. подробнее в обзоре А.М.Черепашку (УФН 2002).

Источник энергии при дисковой аккреции вещества – гравитационная энергия, освобождаемая в процессе движения частицы по спирали в аккреционном диске вокруг компактной звезды. Угловой момент от частицы может отводиться силами вязкости (возможно, связанной с турбулентностью замагниченной плазмы) или посредством косых ударных волн, возникающих в диске при взаимодействии струи вещества, истекающего с соседней звезды, с диском. Большая часть энергии (основная светимость аккреционного диска) выделяется вблизи внутренней границы диска, который определяется в случае нейтронных звезд – либо радиусом магнитосферы, с которой взаимодействует плазма диска, либо по-

верхностью НЗ, если давление ее магнитного поля не способно остановить падающую плазму. В случае черной дыры внутренний радиус диска определяется последней устойчивой круговой орбитой пробной частицы в поле тяготения черной дыры. Для невращающейся черной дыры $R_{in} = 3R_g$, для керровской черной дыры, имеющей максимально возможный момент вращения $J_{max} = GM^2/c$, $R_{in} = 3/2R_g$ (горизонт событий для такой ЧД равен $R_g/2 = GM/c^2$).

9.5. Эффективность акреции вещества на черные дыры

В Ньютоновском приближении при падении вещества на тяготеющее тело массы M с радиусом R на грамм вещества выделяется гравитационная энергия

$$\epsilon \approx \frac{GM}{R} = \frac{c^2}{2} \frac{R_g}{R} \quad (9.11)$$

(здесь мы пренебрегли начальной потенциальной и кинетической энергией на удаленном расстоянии от тяготеющего центра). Если темп акреции (грамм в секунду) $\dot{M} \equiv dM/dt$, то мощность выделяемой энергии

$$\frac{dE}{dt} = G \frac{\dot{M} M}{R} = \eta \dot{M} c^2 \quad (9.12)$$

где $\eta = 1/2(R_g/R)$ – эффективность энерговыделения на грамм вещества. В акреционных дисках эта величина рекордно высока: $\eta = 0.06$ при акреции на Шварцшильдовскую черную дыру или на нейтронную звезду солнечной массы с радиусом около 10 км, и достигает $\eta = 0.42$ при акреции на керровскую предельно вращающуюся черную дыру. (Для сравнения: в химических реакциях (горение дров, взрыв тротила) $\eta \sim 10^{-9}$, в термоядерных реакциях (водородная бомба, недра звезд) “всего” $\eta = 0.0067$!). Можно сказать, что акреционные диски – очень эффективные природные “машины” по переработке гравитационной энергии в излучение.

Если у акрецирующего объекта есть поверхность (например, нейтронная звезда или белый карлик), гравитационная энергия

выделяется в виде тепла при ударе о поверхность. Но у черной дыры нет поверхности – чтобы выделилась гравитационная энергия, требуются специальные режимы падения. Например, при строгом сферически-симметричном режиме падения на черную дыру эффективность энерговыделения полностью определяется физическими условиями в падающей плазме (плотность, температура, магнитное поле) и как правило очень низка, $\eta \ll 1$ и связана с обычными процессами (тепловое или нетепловое излучение) в разреженной плазме. Поэтому при сферически-симметричной акреции гравитационная энергия в основном уносится вместе с плазмой под горизонт событий, не высвечиваясь.

В реальных астрофизических условиях плазма в общем случае обладает отличным от нуля моментом импульса \vec{L} , поэтому при движении в поле тяготеющего тела появляется центробежный барьер, $U_{eff}(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{L^2}{2mr^2}$. Для его преодоления вещество должно отдать момент импульса. Для этого необходимо, чтобы (1) газ в диске вращался дифференциально и (2) существовал эффективный механизм вязкости между соседними слоями. Первое требование автоматически выполняется практически всегда, т.к. пробная частица с ненулевым моментом импульса движется в поле тяготения по кеплеровской орбите. Для движения по круговой кеплеровской орбите с радиусом r тангенциальная скорость $v_\phi = \sqrt{GM/r}$, круговая частота $\omega(r) = \sqrt{GM/r^3}$, поэтому между соседними слоями в диске возникают отличные от нуля сдвиговые напряжения $\sigma_{r\phi} = r(\partial\omega/\partial r) = -3/2\omega$. Если коэффициент динамической вязкости η_d в газе отличен от нуля, то возникают вязкие напряжения (т.е. сила трения, действующая на единицу площади) $W_{r\phi} = \eta_d \sigma_{r\phi}$. Отличный от нуля момент вязких сил, действующих на кольцо радиуса r , приводит к изменению его момента импульса. Механизм вязкости в акреционных дисках окончательно не выяснен, однако наиболее вероятно, что вязкость связана с турбулентными движениями плазмы в дифференциально вращающемся газовом диске. Возможно, важную роль в турбулизации диска играют магнитные поля, вмороженные в космическую плазму.

Таким образом, при наличии вязкости момент импульса передается вязкими напряжениями по радиусу вдоль диска наружу, при этом вещество начинает медленно приближаться к центральному телу. Этот процесс носит диффузионный характер. Из-за сил трения газ разогревается до высоких температур, и выделяемая гравитационная энергия перерабатывается в электромагнитное излучение. Такие газовые диски с вязкостью (в отличие, например, от колец Сатурна) называются *акреционными*. Они возникают в двойных звездных системах при перетекании вещества с одной звезды на другую (такие явления возможны при эволюционном расширении одной из звезд, см. главу 7). Акреционные диски также могут образоваться вблизи сверхмассивной черной дыры в центре активной галактики или квазара. Вещество для диска поставляется газом, имеющим в силу случайных причин момент импульса, близкий к нулю, а также звездами, разрушающимися приливными силами при пролетах вблизи черной дыры. Поскольку момент импульса звезд относительно черной дыры ненулевой (особенно в спиральных галактиках), вещество образует диск вокруг центральной сверхмассивной черной дыры. В настоящее время газо-пылевые диски малых размеров в ядрах галактик непосредственно наблюдаются в оптическом и ИК-диапазонах космическими и крупными наземными телескопами.

Акреционные диски вокруг черных дыр как источники энергии активных ядер галактик и квазаров были впервые количественно рассмотрены Д. Линден-Беллом и Дж. Принглом (Lynden-Bell, Pringle) в 1969 г. Теория стационарных акреционных дисков вокруг компактных звезд в тесных двойных системах была разработана в советскими астрофизиками Н.И. Шакурой (1972) и Р.А. Сюняевым в начале 1970-ч годов. Анализ показывает, что полная светимость акреционного диска не зависит от механизма вязкости и определяется граничными условиями – темпом втекания вещества в диск, \dot{M} , радиусом внутренней границы диска R_i и значением удельного момента импульса на внутренней границе (предполагается, что внешний радиус диска много больше внутренне-

го, $R_{out} \gg R_i$). Если вещество в диске движется по кеплеровским орбитам вплоть до самой внутренней границы, его полная светимость

$$L_d = \frac{1}{2} \frac{GM\dot{M}}{R_i}, \quad (9.13)$$

т.е. составляет ровно половину выделяемой гравитационной энергии. Другая половина идет на увеличение кинетической энергии движения частиц, в соответствии с теоремой вириала. Другими словами, светимость диска на грамм вещества в точности равна гравитационной энергии связи на внутренней границе. Действительно, в ньютоновском случае эта энергия есть $\mathcal{E}_b = -(1/2)GM/R_i$. При аккреции на черную дыру внутренний радиус диска определяется последней устойчивой кеплеровской орбитой³. Это означает, что при меньших расстояниях до тяготеющего центра орбита перестает быть замкнутой и пробная частица падает на тяготеющий центр за время свободного падения.

9.6. Эддингтоновский предел светимости при аккреции на компактные релятивистские объекты

Выше в главе ?? при рассмотрении роли давления излучения в массивных стационарных звездах нам уже встречалось понятие эддингтоновского предела светимости, выше которого световое давление превосходит гравитационное притяжение. Как мы видели, при аккреции газа на компактные звезды в двойных системах возникает мощное излучение со светимостью, зависящей от массы центрального тела M .

Рассмотрим плазму на расстоянии r от звезды со светимостью L . Пусть источник излучения изотропен. Тогда на расстоянии r поток излучения $F = L/(4\pi r^2)$. Фотоны взаимодействуют с электронами плазмы (томсоновское рассеяние) и оказывают давление с силой $F_r = (F/c)\sigma_T$, где $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2 \sim 6.7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ –

³Это чисто релятивистский эффект – в классической задаче Кеплера, как известно, есть центробежный барьер и орбиты устойчивы вплоть до $r = 0$.

9.6. Эддингтоновский предел светимости при аккреции на компактные объекты

томсоновское сечение рассеяния фотона на электроне в нерелятивистском приближении $h\nu \ll m_e c^2$. Сила притяжения со стороны центрального тела массы M , действующая на тяжелые протоны в рассматриваемом элементе объема плазмы, есть $F_g = GMm_p/r^2$. Из-за кулоновских сил давление света на электроны передается всему элементу плазмы, при этом равновесие $F_g = F_r$ возможно при критическом значении светимости (т.н. *эддингтоновский предел*)

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 10^{38} \text{ эрг/с} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \quad (9.14)$$

Замечательно, что этот предел определяется только массой центрального тела и механизмом непрозрачности падающего вещества (в рассмотренном примере полностью ионизованной плазмы – томсоновским рассеянием на электронах). При $L > L_{Edd}$ давление излучения сильнее гравитационного притяжения, падение вещества на тяготеющий центр невозможно, и давление излучения приводит к оттоку вещества от источника.

Применим эти рассуждения к аккреции на компактные объекты. Выделяемая светимость $L_a = (1/2)GMM/R_{in} = \eta \dot{M}c^2$, где R_{in} – внутренний радиус аккреционного диска ($3R_g$ в случае шварцшильдовской черной дыры). Максимальный темп аккреции, при котором она еще возможна (т.е. не останавливается давлением излучения)

$$\dot{M}_{cr} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \simeq 10^{-8} M_\odot / \text{год} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \quad (9.15)$$

Для сверхмассивных черных дыр с массами в миллион солнечных $\dot{M}_{cr} \sim 1M_\odot/\text{год}$. Замечательный факт состоит в том, что наблюдаемые светимости квазаров и ядер активных галактик $10^{45} - 10^{46}$ эрг/с как раз и соответствуют эддингтоновским светимостям при аккреции на сверхмассивные черные дыры с массой $10^7 - 10^8$ солнечных.

Классический пример двойной системы, в которой реализуется сверхкритическая аккреция на компактный объект – SS433, массивная двойная звезда, от которой наблюдаются узконаправленные

ленные струи вещества (джеты), движущиеся со скоростью $0.26c$. Двойные системы с релятивистскими струями получили название галактических микроквазаров. Компактные звезды у большинства из них имеют массу $> 3M_{\odot}$ и являются надежными кандидатами в черные дыры. По-видимому, сверхкритическая акреция на черную дыру всегда сопровождается образованием релятивистских джетов, однако механизм их формирования до конца не выяснен.

9.7. Задачи

1. Оценить минимальную массу нейтронной звезды. Считать нейтронную звезду состоящей только из нейтронов.

Решение. Нейтронная звезда может рассматриваться как гигантское ядро, нейтроны в котором удерживаются силами гравитации. Из эксперимента известно, что для преодоления притяжения ядерных сил требуется затратить энергию ~ 8 МэВ на один нуклон (энергия связи ядер элементов группы железа). В нейтронной звезде роль ядерных сил, удерживающих нейтроны, играет сила гравитации. Это означает, что устойчивое состояние нейтронов в гигантском ядре возможно, если сила притяжения на 1 нейtron больше 8 МэВ. Отсюда условие на минимальную массу НЗ записывается в виде $GM_{min}m_n/R \sim 8$ МэВ. Замечая, что энергия связи НЗ с массой около 1.4 массы Солнца $\sim 0.15Mc^2$, а масса покоя нейтрона около 1 ГэВ, получаем $0.15(M_{min}/1.4M_{\odot}) \sim 8$ МэВ/1000МэВ, находим $M_{min} \sim 0.08M_{\odot}$. Эта оценка очень близка к значению, получаемому из расчетов. Заметим, что минимальная масса НЗ не зависит от плохо известного уравнения состояния. При уменьшении массы до минимальной НЗ становится неустойчивой из-за бета-распада свободных нейтронов. Расчет показывает, что процесс де-нейтронизации всей звезды происходит за доли секунды. Основная энергия уносится нейтрино. Астрофизически возможное приложение - конечная стадия слияния двух НЗ звезд в тесной двойной системе. Возможное проявление - короткие (< 1 с) гамма-всплески (С.И. Блинников и др. 1984).