

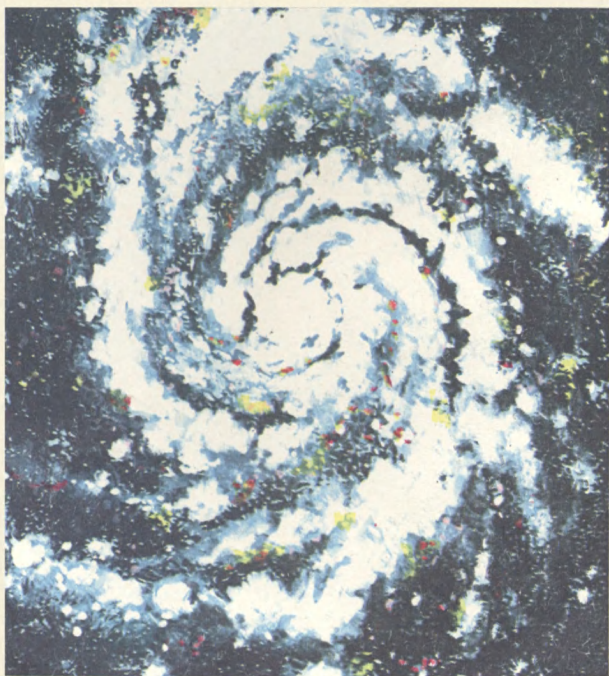


**БИБЛИОТЕЧКА • КВАНТ •**  
**выпуск 38**

---

**А.Д. ЧЕРНИН**

# **ЗВЕЗДЫ И ФИЗИКА**



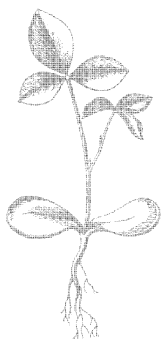


**БИБЛИОТЕЧКА • КВАНТ •**  
выпуск 38

---

**А.Д. ЧЕРНИН**

# **ЗВЕЗДЫ И ФИЗИКА**



**МОСКВА «НАУКА»**  
**ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ**  
**ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**  
**1984**

22.66

Ч-49

УДК 523.8

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Академик **И. К. Кикоин** (председатель), академик **А. Н. Колмогоров** (заместитель председателя), профессор **Л. Г. Асламазов** (ученый секретарь), член-корреспондент АН СССР **А. А. Абрикосов**, академик **Б. К. Вайнштейн**, заслуженный учитель РСФСР **Б. В. Воздвиженский**, профессор **С. П. Капица**, академик **С. П. Новиков**, академик **Ю. А. Осипьян**, академик АПН СССР **В. Г. Разумовский**, академик **Р. З. Сагдеев**, профессор **Я. А. Смородинский**, академик **С. Л. Соболев**, член-корреспондент АН СССР **Д. К. Фаддеев**, член-корреспондент АН СССР **И. С. Шкловский**.

Рецензент

кандидат физико-математических наук *А. В. Бялко*

**Чернин А. Д.**

Ч-49 Звезды и физика.— М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984.— 160 с.— (Библиотечка «Квант». Вып. 38.) — 25 к.

Пульсары, вспыхивающие рентгеновские звезды, удивительная звезда SS 433, короны галактик, квазары, реликтовое излучение—главные темы книги. Рассказывается о физических процессах, определяющих наблюдаемые астрономические явления, о новейших гипотезах и моделях, о загадках астрофизики, которые еще предстоит разгадать.

Для школьников старших классов, студентов, преподавателей.

Ч  $\frac{1705040000-159}{053(02)-84}$  195-84

ББК 22.3  
527

# ОГЛАВЛЕНИЕ

---

Предисловие	4
Глава первая. ЗВЕЗДНАЯ ВСЕЛЕННАЯ	7
Солнце и Галактика (7). Туманности (10). Метагалактика (13). История Вселенной (15). Рождение галактик (18). Эволюция звезд (20). Сколько звезд во Вселенной (27).	
Глава вторая. БАРСТЕРЫ	29
Рентгеновская астрономия (30). Вспышки (33). Расстояние (34). Светимость и энергия (36). Спектр (37). Звезда-компаньон (40). Аккреция (41). Термоядерные взрывы (43). Барстеры в скоплениях (47).	
Глава третья. ПУЛЬСАРЫ	50
Открытие (50). Интерпретация: нейтронные звезды (51). Рентгеновские пульсары (54). Радиопулсары (59). Источник энергии (63). Магнитно-дипольное излучение (64). Магнитосфера (66). Крабовидная туманность (69). Пульсары и космические лучи (76).	
Глава четвертая. УДИВИТЕЛЬНАЯ ДВОЙНАЯ ЗВЕЗДА	79
Эмиссионный спектр (79). Эффект Доплера (81). Движущиеся линии (85). Прецессия струй (88). Двойная система (90).	
Глава пятая. КОРОНЫ ГАЛАКТИК	95
Диск Галактики (95). Динамика гало (97). Массы галактик (100). Скрытые массы (101). Нейтринные короны (106).	
Глава шестая. КВАЗАРЫ	109
Красное смещение (109). Переменность и размер (111). Галактики и квазары (115). Излучающие области (122). Сверхплотная звездная система (128). Сверхмассивная звезда (135). Сверхмассивная черная дыра (137).	
Глава седьмая. РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	143
Чернотельный спектр (144). Горячее начало (147). Новый эфир (149). Эффект Зельдовича — Сюняева (153). Большие числа (154).	
Заключение	158



## ПРЕДИСЛОВИЕ

---

В истории астрономии, древнейшей из наук, не было времени, столь богатого самыми выдающимися открытиями, как наши дни. Особенно счастливыми оказались последние два десятилетия, считая с открытия квазаров в 1963 г. В 1965 г., двумя годами позже, было обнаружено реликтовое излучение, а спустя еще два года, в 1967 г., стали известны пульсары. Затем, в 70-е годы и начале 80-х годов, последовало открытие нейтронных звезд в тесных двойных системах, невидимых корон галактик, видимых сверхсветовых движений в квазарах. Вот-вот произойдет, как все надеются, открытие черных дыр...

Эта книга рассказывает о новейших астрономических открытиях, о физических идеях и астрофизических гипотезах, об удивительных загадках физики Вселенной, которые еще предстоит разгадать. Читатель найдет в ней не только данные наблюдений и общее описание астрономических явлений, но и элементы астрофизической теории.

Эта теория опирается на универсальные физические законы, установленные в лабораторных экспериментах, но равно справедливые в разнообразных, иногда совершенно необычных и неожиданных условиях мира звезд и галактик. Основные принципы механики, термодинамики и электромагнетизма позволяют искать и успешно находить физическое объяснение многим наблюдаемым фактам астрономии.

Астрофизика, изучающая самые большие объекты окружающего нас мира, считая и Вселенную как целое, тесно соприкасается с физикой элементарных частиц — самых малых тел природы. Вот только один из примеров, обсуждаемых в книге. Если в физике элементарных частиц будет доказано, что нейтрино имеет массу покоя, в астрофизике окажется решенной проблема «скрытых масс»: станет ясно, что невидимые короны галактик заполнены именно нейтрино. Здесь астрофизика подходит

к границам современного знания; на ее стыке с физикой элементарных частиц рождается новая область фундаментальных исследований, которая и составит, вероятно, ядро физики будущего.

Для чтения и понимания книги не требуется подготовки, выходящей за рамки школьных программ по физике и математике. Все используемые формулы сами по себе весьма просты. Но всякий раз за ними стоит физика, предполагающая вдумчивое отношение (и заслуживающая его).

В книге нет сложных или громоздких выкладок. В ней часто используются приближенные вычисления. Один из распространенных методов — приближенная оценка по порядку величины. Порядок величины — это значение величины с точностью до степени числа десять в ее числовом выражении. Например, число  $0,8923 \cdot 10^6$  дает величину порядка  $10^6$ . С точностью до порядка величины этому числу равно, например, число  $2,317 \cdot 10^5$ . Производя порядковые оценки, не заботятся о числовых коэффициентах порядка единицы (таких как 0,8923 или 2,317). Такие оценки уместны в тех случаях, когда неизвестны точные значения исходных величин или когда для решения задачи не нужно знать точное значение вычисляемой величины. Нелепо производить вычисления с точностью, скажем, до шестой значащей цифры, если исходные данные доступны лишь с точностью до порядка величины, с чем и приходится часто сталкиваться в астрофизике. Точно так же, не стоит вычислять шесть значащих цифр в величине порядка  $10^{-7}$ , если в задаче требуется узнать, не превосходит ли это значение единицу.

Другой распространенный и очень полезный метод приближенных количественных оценок использует понятие характерной величины. Пусть, например, нужно приближенно оценить объем тела неправильной формы, но не слишком плоского (как пластина) и не слишком вытянутого (как нить). Размеры тела в разных направлениях различны, но все же не сильно отличаются друг от друга и близки по величине, скажем, к одному метру. Тогда можно предположить, что объем тела должен быть более или менее близок к объему шара с диаметром 1 м и приближенно составит  $\frac{4}{3}\pi (D/2)^3 \approx 4(D/2)^3 = 0,5D^3 = 0,5 \text{ м}^3$ . Здесь величина  $D=1 \text{ м}$  — это характерный размер тела, характерная величина его поперечника. Вместо ряда не очень различающихся между собой величин, которые получались бы при различных обмерах тела, вводится

одна величина, характеризующая размер тела в целом, а с ним и его объем. Читатель встретится в книге с характерными размерами, массами, промежутками времени и т. д.

Гл. 1 книги имеет вводный характер, в ней дается очерк современной астрофизической картины мира. Основной материал содержится в гл. 2—7. При этом изложение не следует историческому порядку событий в астрономии; материал располагается, скорее, в порядке усложнения — от уже понятого и потому простого к тому, что исследовано в меньшей степени или остается до сих пор полностью загадочным. Гл. 2—4 посвящены разнообразным астрофизическим проявлениям нейтронных звезд. В гл. 5 рассказывается о звездной динамике, о «скрытых массах», образующих невидимые короны вокруг галактик. В гл. 6 речь идет об активных процессах в ядрах галактик и квазаров. Предмет гл. 7 — реликтовое излучение и Вселенная как целое.

Материалом для книги послужили записи лекций, читанных автором в Ленинградском государственном педагогическом институте им. А. И. Герцена, на занятиях зимних школ Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе и в Ленинградском школьном планетарии.

Пользуюсь случаем поблагодарить моих товарищей по работе в теоретическом отделе ФТИ АН СССР и на кафедре теоретической физики и астрономии ЛГПИ за многочисленные обсуждения разнообразных физических и астрономических проблем, о которых идет речь в этой книге.

Я глубоко благодарен Э. В. Эргма, А. С. Зенцовой, А. С. Зильберглейту, Л. П. Осипкову, Э. А. Троппу, А. И. Цыгану, прочитавшим рукопись книги или отдельные ее части и сделавшим важные замечания.

Мне особенно приятно выразить неизменную признательность моему учителю Льву Эммануиловичу Гуревичу в год его восьмидесятилетия.

*А. Д. Чернин*

### ЗВЕЗДНАЯ ВСЕЛЕННАЯ

«Число звезд, которые видны без помощи телескопа, весьма незначительно. Г-н Аргеландер в своей «Уранометрии» дает список 3256 звезд, видимых невооруженным глазом, от Северного полюса до  $36^\circ$  Южного склонения, т. е. немного менее, чем на восьми десятых небесного свода. Для других двух десятых в окрестностях Южного небесного полюса нужно прибавить 844 звезды. Мы будем иметь тогда на всем небесном своде 4100 звезд, видимых человеком со средним зрением. Это число увеличивается почти до 6000 для лиц, наделенных острым зрением.

Поэтому мы видим в хорошую ночь, вне сумерек и без лунного света, в каждое мгновение на видимой половине неба не более чем от 2000 до 3000 звезд», — так писал В. Я. Струве, основатель Пулковской обсерватории, в «Этюдах звездной астрономии» (1847 г.). И далее: «Те же, которые не знают их действительного счета, оценивают число звезд гораздо выше. Это частично объясняется неправильным распределением звезд и отсутствием границ на небе; частично же — действием, которое производит вид неба на воображение».

Это впечатление бесчисленности звезд — «открылась бездна, звезд полна, звездам числа нет...» — точно передал М. В. Ломоносов в знаменитом стихотворении.

Все видимые глазом звезды принадлежат Галактике — гигантской звездной системе, насчитывающей в общей сложности несколько сотен миллиардов звезд. Среди этих звезд и наше Солнце, обычная звезда, каких в Галактике большинство.

#### Солнце и Галактика

Солнце — горячий газовый шар массой  $2 \cdot 10^{30}$  кг и радиусом  $7 \cdot 10^8$  м. Его вещество состоит главным образом из самых легких элементов: водорода при-

близительно 71% (по массе); гелия около 27%; на все остальные элементы приходится не более 2%.

Масса Солнца служит в астрономии удобной единицей измерения; в солнечных массах выражают массы других звезд, массы звездных систем. Массу Солнца обычно обозначают как  $M_{\odot}$ . Кружок с точкой посередине, которым отмечают физические характеристики Солнца, давно вошел в астрономию; он встречается как знак Солнца еще в древнеегипетских надписях. Масса всех звезд Галактики оценивается величиной в сто миллиардов солнечных масс или  $\sim 10^{11} M_{\odot}$ .

Конечно, это лишь приближенное число, указывающее на самом деле только порядок величины, т. е. степень десятки в этом большом числе. (Знак  $\sim$  служит для равенств по порядку величины.) Точное же значение массы, которое содержало бы еще и соответствующий числовой множитель, остается пока не вполне определенным. Измерение массы Галактики — трудная астрономическая задача. К тому же, кроме звезд, Галактика содержит очень значительные по величине «скрытые массы», которые не излучают света и проявляют себя только тяготением. Что это — потухшие звезды или, может быть, газ мельчайших элементарных частиц нейтрино? К этому вопросу мы специально обратимся в гл. 5. Сейчас же дадим общую схему строения нашей звездной системы, основанную на данных многочисленных наблюдений, производимых со времен Галилея и до наших дней.

В строении Галактики различают три главных структурных элемента — диск, сферическую составляющую, или гало, и корону (рис. 1). У диска имеется центральное утолщение, или балдж, с размерами 6—10 кпк (килопарсек \*) , диаметр диска — 30 кпк. Солнце находится в диске, вблизи его центральной плоскости, на расстоянии около двух третей радиуса от центра. Видимый изнутри диск Галактики представляется нам на небе светящейся полосой Млечного Пути \*\*). Молодые и яркие звезды Галактики вместе с диффузным веществом — облаками газа и космической пыли — сосредоточены главным образом в ее диске. Химический состав звезд и облаков диска Галактики близок к составу Солнца.

---

\*) 1 пк (парсек) =  $3,086 \cdot 10^{16}$  м.

\*\*) Кстати, слово «галактика» образовано из новогреческого «галактос», что значит «млечный».

Сферическая составляющая (гало) представляет собою не строго сферический, а скорее слегка сплюснутый эллипсоидальный объем с большой полуосью, близкой к радиусу диска, и малой полуосью, которая составляет приблизительно три четверти от большой. Гало населяют преимущественно старые и слабые по блеску звезды; они состоят из вещества, в котором тяжелых элементов еще

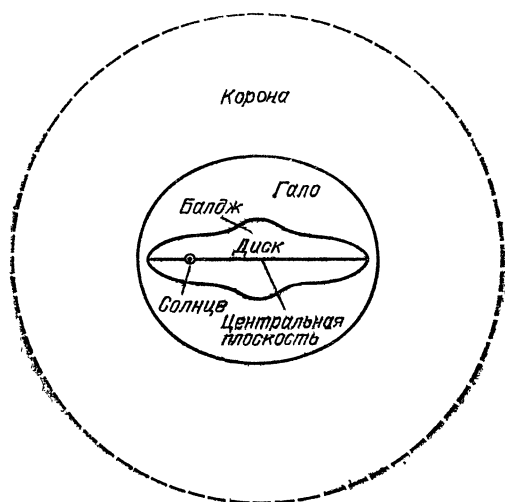


Рис. 1. Три главных элемента строения Галактики. Пространственные масштабы не выдержаны.

меньше, чем в Солнце. Газ и пыль в гало практически отсутствуют. Плотность звезд гало нарастает к центру Галактики. Массы диска и гало приблизительно равны.

Диск и окружающее его гало погружены в очень разреженную корону, которая служит третьим главным элементом структуры Галактики; она-то и состоит из «скрытых масс». По данным Я. Эйнасто и его коллег в Тартуской обсерватории радиус короны в 5 или даже 10 раз больше радиуса галактического диска. Масса короны в 5—10 раз больше суммарной массы звезд Галактики — вот почему «скрытые массы» так привлекают сейчас астрономов и физиков.

## Туманности

Кроме звезд и Млечного Пути, глаз различает на небе слабые по блеску, размытые пятнышки, которые астрономы XVII века называли туманностями. Предполагалось, что это небольшие облака газа и пыли, находящиеся неподалеку от нас. Многие из них оказались в действительности огромными звездными системами, подобными нашей Галактике, лежащими на очень больших расстояниях от Млечного Пути.



Рис. 2. Схема спиральных рукавов в диске Галактики.

Об этом астрономы подозревали еще в XVIII и XIX веках, такую точку зрения разделял и В. Я. Струве; но надежное подтверждение стало возможным лишь в 20-е годы нашего столетия, когда вошли в строй первые крупные телескопы. Далекие туманности — звездные системы стали называть галактиками \*).

Американский астроном Э. Хаббл — один из первых исследователей галактик — нашел, что они не во всем похожи друг на друга и распадаются на три главных класса — спиральные галактики, эллиптические и неправильные.

Наша Галактика принадлежит к классу спиральных. Самые молодые и яркие звезды очерчивают в ее диске широкие дуги, которые отходят от галактического центра подобно ветвям спирали (рис. 2). В спиральных ветвях находится небольшая доля звезд, но зато они ярче всех, и потому в удаленных галактиках этого класса часто виден только их спиральный узор (рис. 3). Самая близкая к нам гигантская спиральная галактика — знаменитая Туманность Андромеды. Как и наша Галактика, она содержит диск, сферическую составляющую и корону из невидимых масс. Суммарная масса всех звезд Андромеды вдвое больше массы звезд нашей Галактики; массивнее, вероятно, и ее корона.

Характерная черта спиральных галактик — быстрое вращение их дисков. В районе Солнца диск нашей Галак-

---

\*) В отличие от остальных галактик нашу Галактику мы будем писать с заглавной буквы.

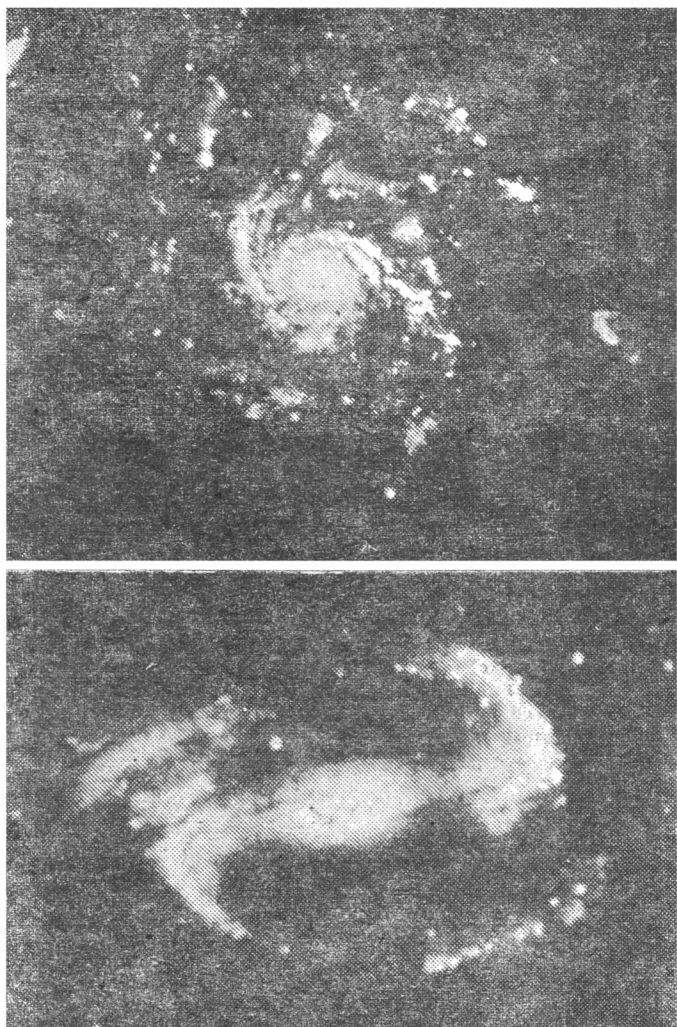


Рис. 3. Две спиральные галактики,

тики вращается вокруг ее центра со скоростью 220—250 км/с.

Галактики, лишенные спирального узора, обычно не имеют и дисковой составляющей. Их сферическая составляющая (всегда в той или иной степени сплюснутая) представляется на астрономических фотографиях эллип-



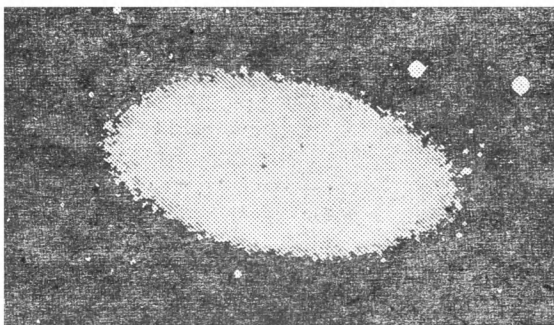


Рис. 4. Эллиптическая галактика.

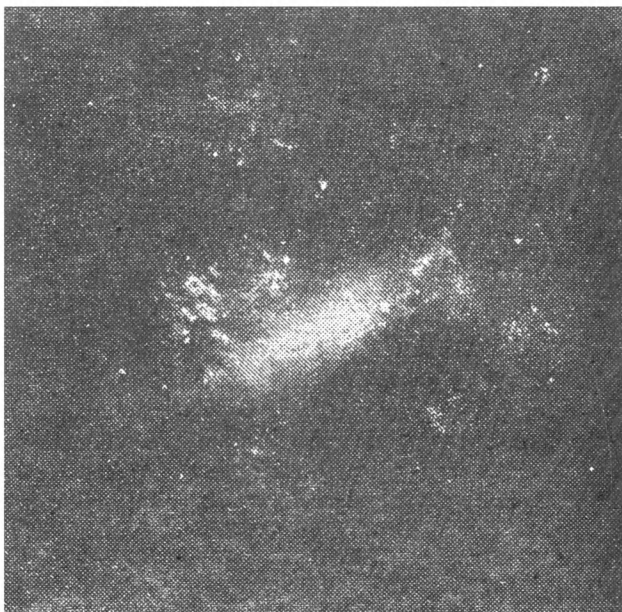


Рис. 5. Неправильная галактика.

сом (рис. 4); поэтому такие галактики называют эллиптическими. Их звезды подобны звездам гало Галактики. У самых крупных эллиптических галактик общая масса звезд в 10 раз больше, чем у нашей Галактики. Имеют они и невидимые короны большой массы.

Встречаются бесструктурные на вид звездные системы, называемые неправильными галактиками. Они выглядят клочковатыми облаками молодых ярких звезд и диффузного вещества (рис. 5). Иногда оказывается, что у них имеется сферическая составляющая, содержащая, как и в других случаях, старые неяркие звезды. Массы неправильных галактик обычно невелики —  $(10^6 - 10^9) M_{\odot}$ . У них не замечено коронок; короны не наблюдаются и у галактик двух других классов, если их массы тоже невелики.

Кроме галактик, принадлежащих к хаббловским классам, сейчас находят и совсем особые звездные системы, напоминающие плотные центральные области спиральных и эллиптических галактик, только их ядра еще плотнее и массивнее и проявляют к тому же бурную активность — у них видны светящиеся выбросы и струи вещества, наблюдается мощное радиоизлучение и т. п. Самыми активными и необычайно мощными ядрами обладают квазары. Об этих явлениях мы говорим в гл. 6.

## Метагалактика

Почти все галактики собраны в разного рода группы и скопления, насчитывающие от 3—4 единиц до нескольких тысяч членов. Наша Галактика вместе с Туманностью Андромеды и тремя десятками других менее крупных галактик образует Местную группу галактик. Эта группа в свою очередь входит в крупное скопление галактик с центром в направлении на созвездие Девы. В центре скопления находится очень массивная эллиптическая галактика, обозначаемая как Дева А, и само это скопление, насчитывающее в своем составе около тысячи галактик, называется скоплением в Деве. Скопление в Деве служит ядром еще более крупного образования, называемого Местным сверхскоплением. Кроме скопления в Деве в него входит еще несколько скоплений и групп галактик. Местное сверхскопление — это уплощенная система с продольным наибольшим размером до  $10^{23}$  м и поперечным размером, приблизительно в 5 раз меньшим.

Сейчас находят и другие сверхскопления, подобные Местному сверхскоплению. Вместе они образуют нечто вроде сетчатой структуры. Протяженные сверхскопления соединяются и пересекаются; они служат «стенками» ячеек, внутри которых галактики почти полностью отсутствуют. Имеется несколько хорошо различимых примеров таких ячеек.

Общая картина распределения галактик и скоплений на небе показана на рис. 6; это как бы снимок Вселенной «с птичьего полета». Вся видимая область Вселенной называется Метагалактикой. В ней наблюдается сложная иерархия астрономических структур — от Солнечной системы, Галактики и галактик до сверхскоплений и ячеек.

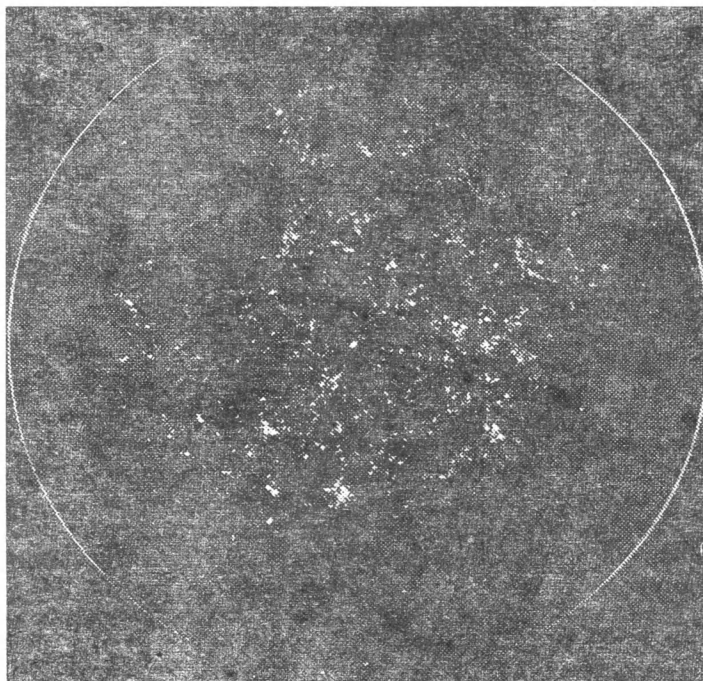


Рис. 6. Распределение галактик во Вселенной (по Дж. Пибблсу). Каждая светлая точка — это целая галактика.

Но систем более крупных, чем ячейки, в Метагалактике нет — на них космическая иерархия обрывается. Это означает, что Вселенная, рассматриваемая в больших масштабах, — а дальность действия современных телескопов достигает  $3 \cdot 10^{23}$  м — уже бесструктурна. Можно сказать, что наблюдаемая Вселенная в целом однородна по распределению в ней вещества: если подсчитать число галактик в любом объеме пространства с размером  $3 \cdot 10^{24}$  м и больше, то окажется, что это число одинаково во всех таких объемах, где бы во Вселенной они ни находились.

Одинаковой оказывается и средняя плотность вещества во всех таких объемах. Плотность получается из подсчета полной массы всех галактик в каждом объеме; если разделить эту массу на объем, то получим плотность, приблизительно равную  $10^{-27}$  кг/м<sup>3</sup>, которая характеризует только видимое, светящееся вещество галактик. Если же учесть еще и невидимые короны галактик, то плотность может оказаться приблизительно в 10 раз больше. Величина  $10^{-26}$  кг/м<sup>3</sup> — это средняя плотность Вселенной.

## История Вселенной

Мы обрисовали в общих чертах современную астрономическую картину мира. Теперь нужно ответить на вопрос, всегда ли Вселенная была такой, как сейчас, или ее строение прежде было иным, а современное состояние возникло в результате каких-то процессов эволюции и развития.

Первая попытка ответить на этот вопрос была предпринята А. Эйнштейном в 1917 г., когда он применил только что созданную им общую теорию относительности к Вселенной как целому, т. е. к Вселенной, рассматриваемой как единое физическое тело или единая физическая система. Конечно, во все времена не было недостатка в рассуждениях о том, какова должна быть Вселенная. Но научный, физический подход к космологии — науке о Вселенной в целом — стал возможен лишь на основе общей теории относительности. Физика, существовавшая ранее, была для этого непригодна, да она и не предназначалась для столь грандиозного предмета, как вся Вселенная.

Прежде всего Эйнштейн стремился проверить одно из давних, традиционных представлений о мире — представление о том, что Вселенная вечна и неизменна. В ней постоянно происходят те или иные локальные, местные и частные перемены, но как целое она остается стационарной, одной и той же во все времена. К такой картине, судя по всему, склонялся и сам Эйнштейн. Оказалось, однако, что общая теория относительности этой возможности не допускает. В поисках выхода из положения Эйнштейн допускал и видоизменения основных уравнений самой исходной теории...

К концу 20-х годов космологическая проблема была решена. Сначала А. А. Фридман, петроградский математик и гидромеханик, показал в 1922—1924 гг., что общая

теория относительности указывает на неизбежность эволюционирующей Вселенной — либо расширяющейся как целое, либо сжимающейся. Затем Э. Хаббл в своих наблюдениях галактик доказал в 1929 г., что Вселенная действительно нестационарна, она расширяется. Это проявляется в общем разбегании галактик, в их взаимном удалении.

Теоретический вывод Фридмана, подтвержденный прямыми астрономическими наблюдениями, стал теперь общепринятым. Так было сделано одно из самых выдающихся

открытий в истории физики и астрономии — открытие общего расширения Вселенной.

Расширение Вселенной началось 18 млрд. лет назад «Большим Взрывом». Что в действительности произошло тогда и каким образом всему веществу Вселенной были сообщены начальные скорости расширения, неизвестно; это составляет, пожалуй, самую трудную проблему современной астрономии и физики. И все же многое уда-

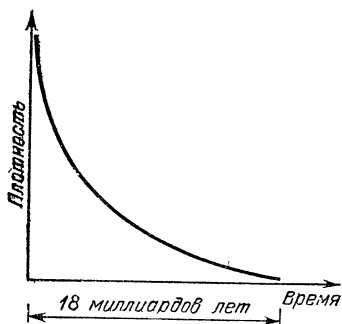


Рис. 7. Плотность вещества в расширяющейся Вселенной.

лось узнать о физическом состоянии вещества в первые минуты, часы, годы от начала расширения.

Вещество Вселенной представляло собою тогда необычайно плотную и горячую плазму, ионизованный газ, пронизанный к тому же мощным электромагнитным излучением. Высокая плотность вещества в ранние эпохи следует из теории космологического расширения: если сейчас в среднем по Вселенной плотность вещества падает из-за общего расширения, то в прошлом она была, очевидно, больше. Чем дальше в прошлое, тем более плотным должно быть вещество Вселенной. Теория утверждает, что в прошлом Вселенной существовал такой момент, когда плотность была (формально) бесконечной (рис. 7). Этот момент отстоит от нас на 18 млрд. лет; тогда-то и произошел «Большой Взрыв», с которого началась история расширяющейся Вселенной.

Формальная бесконечность какой-либо величины в теории — это верный признак того, что сама теория в этом случае «отказывает». Бесконечное значение плотности означает скорее всего, что в исходный момент физические

условия во Вселенной были столь необычны, что ни общей теории относительности, ни всей вообще современной физики недостаточно для их правильного понимания. Однако через несколько секунд после начала расширения «обычная» физика уже применима. За эти мгновения плотность успевает измениться от (формально) бесконечной до еще очень большой, но тем не менее поддающейся теоретическому анализу, — она становится сравнимой с плотностью вещества внутри атомных ядер, которая составляет приблизительно  $10^{18}$  кг/м<sup>3</sup>. А далее плотность постепенно падает, Вселенная становится со временем все более и более разреженной, и так до современной эпохи, когда средняя плотность вещества окажется равной приблизительно  $10^{-27}$  кг/м<sup>3</sup>. Вот таков перепад плотности — на целых 45 порядков, с которым имеет дело космология.

Космология Фридмана дает динамику Вселенной, но ничего не говорит о ее температуре. Динамику нужно дополнить еще термодинамикой. При этом, в принципе, допустимы две крайние возможности: 1) неограниченное возрастание в прошлое плотности вещества сопровождается и неограниченным возрастанием его температуры; 2) начальная температура Вселенной равна нулю.

Идею «горячего начала» Вселенной выдвинул в 40-е годы американский физик Г. Гамов, работавший тогда в Колорадском университете (США). Это была смелая идея, богатая далеко идущими выводами, и она в дальнейшем нашла прямое наблюдательное подтверждение. Но до поры до времени с ней успешно конкурировала и идея «холодного начала», тоже отнюдь не тривиальная. (Вспомним высказывание Н. Бора о том, что по-настоящему глубокая идея всегда такова, что противоположное ей утверждение тоже представляет собой глубокую идею.)

Исходным мотивом и целью гипотезы горячей Вселенной было объяснение наблюдаемого химического состава звезд. В плотном и горячем веществе в первые минуты космологического расширения могли происходить разнообразные ядерные реакции, и в этом «котле», как предполагалось, должно было «свариться» вещество нужного состава, из которого в дальнейшем и образуются все звезды Вселенной. И действительно, теоретический расчет показывает, что по завершении этого процесса подавляющая часть вещества — до 75% (по массе) — приходится на водород и почти 25% — на гелий. Это очень близко к тому, что в действительности наблюдается. Что же ка-

сается более тяжелых элементов, то в космологическом «котле» их может «свариться» очень мало, меньше сотой доли процента. Они возникают в основном гораздо позже, в термоядерных реакциях, протекающих уже в самих звездах.

Согласно общим законам термодинамики вместе с горячим веществом в ранней Вселенной обязательно должно было существовать излучение — совокупность электромагнитных волн, распространявшихся во всех направлениях. Об этой совокупности волн можно говорить и как о газе частиц — фотонах, квантах электромагнитных волн. Температура газа фотонов такая же, как и температура излучения. В ходе общего космологического расширения температура вещества и фотонов падает с падением плотности от очень больших до очень малых значений, но фотоны при этом никуда не исчезают, они должны сохраниться до современной эпохи, создавая общий фон излучения во Вселенной.

Это предсказание теории Гамова подтвердилось в 1965 г., когда американские астрофизики А. Пензиас и Р. Вильсон обнаружили космический фон электромагнитного излучения. В соответствии с низким значением современной плотности мира, температура фотонов оказалась тоже очень низкой — всего около трех кельвинов. Электромагнитные волны, соответствующие такому холодному газу фотонов, принадлежат в основном диапазону миллиметровых волн. По предложению советского астронома И. С. Шкловского это излучение было названо реликтовым, т. е. остаточным.

Об этом замечательном открытии, не уступающем по важности открытию космологического расширения, подробно рассказывается в гл. 7. Многие другие достижения космологии освещаются в научно-популярной книге И. Д. Новикова «Эволюция Вселенной» (М.: Наука, 1983).

## Рождение галактик

Глубокие теоретические идеи и выдающиеся наблюдательные открытия в космологии прояснили многое из того, что касается ранней истории Вселенной. Они создали надежную базу для развития современной космогонии — науки о происхождении Солнечной системы, звезд и галактик, скоплений и сверхскоплений.

Но самая главная идея космогонии восходит еще к Ньютону. В 1692 г. он писал, что Солнце и звезды

образовались, вероятно, из вещества, которое прежде было равномерно рассеяно по всему объему Вселенной. Каждая частица вещества испытывала «врожденное тяготение» ко всем остальным, и потому в однородном распределении неизбежно должны были возникать и разрастаться сгущения, в которые взаимное тяготение частиц втягивало со временем все больше и больше вещества. Так возникало «бесконечное число больших масс, разбросанных по всему бесконечному пространству на большие расстояния друг от друга».

Процесс, о котором говорил Ньютон, способен развиваться в однородном веществе расширяющейся Вселенной. Это было доказано в 40-е годы советским физиком-теоретиком Е. М. Лифшицем. Позднее, в последние 10—15 лет, на этой основе стала развиваться детальная теория возникновения галактик и скоплений из первоначальных, слабых и распылчатых, сгущений первичной горячей плазмы. Наиболее важные результаты в этой области получены группой московских и ленинградских астрофизиков, руководимой Я. Б. Зельдовичем.

Согласно этой теории за первые 2 или 3 млрд. лет, протекших от начала расширения, в веществе Вселенной сформировались огромные по размеру газовые сгущения, содержащие до  $(10^{15} - 10^{16}) M_{\odot}$  вещества. Эти сгущения были не сферическими, а, скорее, довольно плоскими. Это были слои уплотнения, которые получили сейчас название «блинов». Они возникали не изолированно друг от друга, многие из них соединялись друг с другом своими краями, образуя вместе сложную систему сгущений и пустот, отдаленно напоминающих пчелиные соты.

Такая теоретическая картина находится в хорошем согласии с наблюдательными данными о самых крупных образованиях во Вселенной — сверхскоплениях, которые тоже представляют собой стенки, ограничивающие огромные пустоты, почти полностью лишенные галактик. Вероятно, из первоначальных газовых «блинов» и должны были формироваться сверхскопления путем дробления этих слоев на различные по массе и размеру фрагменты. Отдельные фрагменты превращались со временем в галактики, испытывая дальнейшее дробление на все меньшие по массе сгустки, которые, сжимаясь, превращались в конце концов в звезды. Физической причиной последовательного дробления вещества служит все то же пьюто-жово «врожденное тяготение» каждой частицы ко всем остальным, которое привело к возникновению и самих



первоначальных крупномасштабных сгущений — «блинов» и всех последующих астрономических систем и тел.

Многие галактики, формирующиеся таким путем, должны обладать быстрым вращением, характерным для спиральных галактик (точнее, для их дисков). Это вращение имели уже газовые фрагменты, на которые распался каждый из «блинов», хотя никакого исходного вращения всего «блина» как целого или каких-то его частей с самого начала и не было. Вращение фрагментов обязано вихревым движениям, которые, как оказывается, неизбежно рождаются на границах «блинов» и внутри их самих, когда эти слои уплотнения окончательно выделяются и обособляются из общего распределения вещества в расширяющейся Вселенной.

Подробное научно-популярное изложение достижений современной космогонии читатель может найти в книге Л. Э. Гуревича и А. Д. Чернина «Происхождение галактик и звезд» (М.: Наука, 1983).

### Эволюция звезд

Звезда начинает свое существование как сжимающийся под действием собственного тяготения сгусток вещества. В ходе сжатия вещество нагревается, и в нем возрастает давление, которое вскоре начинает препятствовать этому сжатию. Постепенно давление оказывает сжатие и в сгущении достигается равновесие, баланс обеих сил — силы тяготения, стремящейся и далее сжимать вещество, и силы давления, действующей против сжатия.

Но еще до остановки сжатия давление, температура и плотность в самой внутренней, центральной области сгустка достигают столь высоких значений, что там «зажигаются» термоядерные реакции. Они служат источником энергии, благодаря которой поддерживается высокая температура и высокое давление в звездных недрах. Эта энергия питает излучение звезды.

Солнце — это газовый шар, находящийся в равновесии под действием сил тяготения и давления. В его недрах давление составляет  $10^{16}$  Па, температура — 15 миллионов градусов, плотность —  $10^5$  кг/м<sup>3</sup>. Там идет реакция превращения ядер водорода в ядра гелия. За счет этого Солнце излучает каждую секунду  $4 \cdot 10^{26}$  Дж энергии. Оно может светить еще не менее 10 млрд. лет, пока водород в его недрах не превратится в гелий.

Энергия, излучаемая в единицу времени, называется светимостью звезды. Светимость Солнца,  $L_{\odot}=4 \cdot 10^{26}$  Вт, не очень высока, поэтому оно считается звездой-карликом. Встречаются звезды-гиганты, светимость которых в десятки тысяч раз больше. Эти звезды имеют массы, иногда в десятки раз превосходящие массу Солнца. Вообще же звезды не слишком сильно отличаются друг от друга по массе: самые крупные из известных звезд имеют массу около  $50 M_{\odot}$ , а самые малые — около  $0,01 M_{\odot}$ . Различие светимостей гораздо сильнее: от  $(10^{-3}-10^{-4}) L_{\odot}$  у звезд, называемых белыми карликами \*), до  $(10^4-10^5) L_{\odot}$  у звезд-гигантов и сверхгигантов.

Чем больше звезда, тем ярче она светит; при этом зависимость светимости звезды от массы, как видно из приведенных данных, более сильная, чем по закону прямой пропорциональности. Для звезд, в три и более раз превосходящих по массе Солнце, светимость пропорциональна кубу массы. Так как запасы ядерной энергии определяются содержанием водорода в звезде, т. е. фактически ее массой, то время истощения запасов ядерного горючего обратно пропорционально квадрату массы звезды. Если, например, звезда имеет массу  $30 M_{\odot}$ , то ее основное горючее — водород — будет израсходовано за 10 миллионов лет. После истощения водорода центральная область звезды сжимается, температура и плотность в ней повышаются, и по этой причине становятся возможными ядерные реакции превращения гелия в углерод, а затем и дальнейшие реакции с образованием все более сложных ядер. Вместе с тем оказывается возможным и горение водорода в слое, окружающем центральную область. Все это приводит к существенной перестройке внутренней структуры звезды. На этих поздних стадиях своей эволюции звезда разбухает, ее внешние слои расширяются, тогда как центральная область, ядро звезды, продолжает постепенно сжиматься. Поверхностные слои могут отделиться от плотного ядра и образовать вокруг него газовое облако (туманность).

Что же касается ядра \*\*), то рано или поздно ядерные источники энергии окажутся в нем истощенными. Ядро

---

\*) Карлики они по светимости, а белые по цвету. Солнце — желтый карлик.

\*\*) В массивных звездах ( $M > 12 M_{\odot}$ ) ядерные реакции способны превратить все его вещество в железо — конечный продукт горения: ядра железа не могут соединяться в более тяжелые ядра с выделением энергии.

звезды, не питаемое больше энергией, начинает охлаждаться, давление в нем падает, и вскоре сила давления оказывается уже недостаточной для противодействия собственной тяжести звездного вещества. Ядро испытывает дальнейшее быстрое сжатие, итогом которого — в зависимости от его массы — может быть одно из трех новых состояний.

1. *Белый карлик*. Если масса ядра не превышает  $1,4 M_{\odot}$ , то сжатие его останавливается, когда средняя плотность вещества достигает значения  $\sim 10^9$  кг/м<sup>3</sup>. Возникает белый карлик — звезда размером с Землю и светимостью от  $\sim 10^{-3} L_{\odot}$  и ниже. Она светит за счет остатка своей тепловой энергии. Постепенно остывая, белый карлик может светить еще многие миллиарды лет.

Предельную массу белого карлика рассчитал в 30-е годы американский астрофизик С. Чандрасекар.

Белые карлики и газовые оболочки вокруг них (эти оболочки называют планетарными туманностями — когда-то думали, что там идет образование новых планетных систем) хорошо известны в астрономии (рис. 8). Об их общем происхождении говорил И. С. Шкловский еще в 1956 г.

2. *Нейтронная звезда*. Ядро звезды, имеющее массу от 1,4 до  $2 M_{\odot}$  (а может быть, и  $3 M_{\odot}$ ), сжимается сильнее белых карликов. Его сжатие останавливается при очень большой плотности, сравнимой с плотностью вещества в атомных ядрах,  $\sim 10^{18}$  кг/м<sup>3</sup>. Легко подсчитать, что диаметр такой звезды составляет всего 20 км.

Вещество, сжатое до ядерной плотности, испытывает превращение, называемое нейтронизацией: электроны как бы вдавливаются в ядра и там сливаются с протонами. Из слияния электрона с протоном получается нейтрон, а ядра (это были преимущественно ядра железа — конечного продукта термоядерных реакций в звезде) оказываются состоящими почти целиком из нейтронов. Эти ядра неустойчивы и быстро разваливаются на отдельные нейтроны, образуя таким образом сплошную смесь нейтронов с очень небольшой примесью протонов и электронов. Так возникает звезда, почти целиком состоящая из нейтронов, — нейтронная звезда.

Процесс нейтронизации в сверхплотном веществе исследовал наш замечательный физик-теоретик Л. Д. Ландау. В 1932 г. — это год открытия нейтрона — Л. Д. Ландау теоретически предсказал существование нейтронных звезд, обнаруженных астрономами 35 лет спустя, в 1967 г.

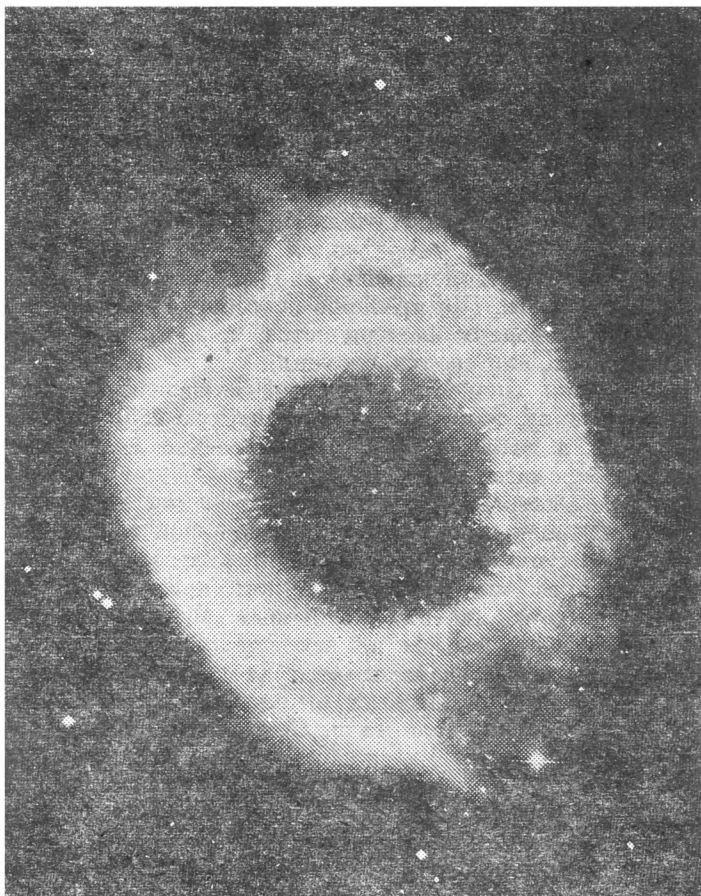


Рис. 8. Планетарная туманность и белый карлик — светящаяся точка в самом ее центре. (Догадайтесь, почему сферическая оболочка может выглядеть на фотографии как кольцо.)

Расчет предельной массы нейтронной звезды произвести гораздо труднее, чем в случае белого карлика. Для этого требуется знание тонких свойств взаимодействия нейтронов, которым физика пока еще не располагает. Скорее, эта масса составляет две солнечных массы, но может быть, что и три.

По той же причине очень непросто исследовать и внутреннее устройство нейтронной звезды. Тем не менее

удается установить (хотя точные расчеты остаются еще делом будущего), что — в отличие от Солнца, других «обычных» звезд и белых карликов — нейтронная звезда представляет собой не газовую, а жидкую сферу. Нейтронное вещество в недрах нейтронной звезды находится в жидком состоянии и обладает, как предполагается, удивительным свойством — эта жидкость абсолютно невязкая, или, как говорят, сверхтекучая. Не менее удивительным свойством обладают, вероятно, и остаточные протоны, образующие (как и электроны) газ, растворенный в нейтронной жидкости. Газ протонов способен вести себя как идеальный проводник электричества, т. е. проводник без сопротивления, или сверхпроводник.

Нейтронная жидкость заключена в железную сферическую оболочку, твердую кристаллическую кору нейтронной звезды, в которой — из-за сравнительно малой плотности — нейтронизация не произошла.

Сильное сжатие в процессе формирования нейтронной звезды сопровождается выделением большой энергии (за счет гравитационной потенциальной энергии исходного состояния ядра звезды). Это служит причиной яркого астрономического явления — вспышки сверхновой звезды\*). Светимость звезды на заключительной стадии ее эволюции внезапно увеличивается до колоссальных значений порядка  $10^{10} L_{\odot}$  и даже выше. Одна звезда светит так ярко, как целая галактика. Светимость держится на таком уровне недолго — несколько недель, а затем постепенно падает и через несколько месяцев звезда обычно становится невидимой.

Так выглядят вспышки сверхновых в соседних к нам галактиках. Сверхновая в нашей Галактике наблюдалась в последний раз И. Кеплером в 1604 г.; среди самых древних сведений — записи в китайских хрониках, относящиеся к 1054 г.; тогда вспыхнула столь яркая сверхновая, что она была видна даже на дневном небе. Сверхновая 1054 г. дала начало Крабовидной туманности, в центре которой находится нейтронная звезда — радиопульсар. Эта туманность (рис. 9) возникла из вещества внешних слоев исходной звезды, отделившихся от ее ядра в ходе вспышки сверхновой. Об этой туманности и пульсаре в ней рассказывается в гл. 4.

Вещество оболочки, сбрасываемой при вспышке сверх-

---

\*) Такая идея выдвинута в 1934 г. американскими астрономами В. Бааде и Ф. Цвикки.

новой, обогащено тяжелыми элементами, продуктами термоядерных реакций, протекавших в недрах звезды в течение всей ее жизни, а возможно, и в самый момент вспышки. Это вещество постепенно рассеивается в пространстве и затем оседает под действием сил тяготения к средней плоскости Галактики. В галактическом диске оно смешивается с газом, сохранившимся там еще со времен образования первых звезд Галактики; из этого материала могут формироваться звезды новых поколений, химический состав которых должен отличаться повышенным содержанием тяжелых элементов, что и наблюдается в действительности. Старые звезды Галактики преобладают в ее гало и по своему химическому составу они очень близки к первичному, дозвездному веществу Вселенной — тяжелых элементов в них почти нет. Образование звезд новых поколений продолжается в диске Галактики; здесь звезды в целом моложе, чем в гало, и содержание тяжелых элементов в них достигает уже заметной величины (1—3%), в сотни раз большей, чем в дозвездном веществе.

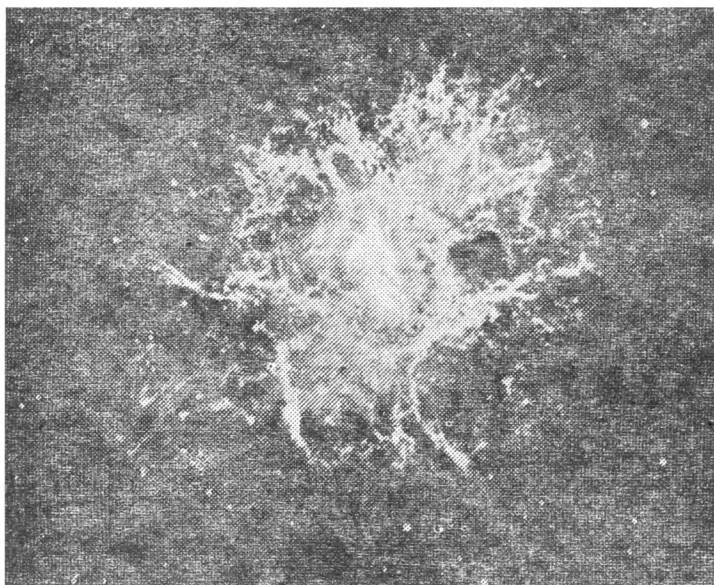


Рис. 9. Крабовидная туманность.

вается с газом, сохранившимся там еще со времен образования первых звезд Галактики; из этого материала могут формироваться звезды новых поколений, химический состав которых должен отличаться повышенным содержанием тяжелых элементов, что и наблюдается в действительности. Старые звезды Галактики преобладают в ее гало и по своему химическому составу они очень близки к первичному, дозвездному веществу Вселенной — тяжелых элементов в них почти нет. Образование звезд новых поколений продолжается в диске Галактики; здесь звезды в целом моложе, чем в гало, и содержание тяжелых элементов в них достигает уже заметной величины (1—3%), в сотни раз большей, чем в дозвездном веществе.

3. *Черная дыра.* Это третье из возможных конечных состояний ядра звезды, исчерпавшей запасы ядерного горючего. Оно возникает в результате неудержимого сжатия ядра под действием его собственного тяготения. Никакое давление, никакая упругость вещества не могут противодействовать сжимающей силе тяготения, если масса ядра превышает  $(2-3)M_{\odot}$ . Стремительное сжатие ведет к неограниченно большой плотности и неограниченно малым размерам ядра. Этот процесс называется гравитационным коллапсом.

Тело, претерпевшее неудержимый гравитационный коллапс, образует то, что называется черной дырой.

В ходе коллапса силы тяготения, действующие внутри сжимающегося тела и вблизи него, нарастают и становятся столь значительными, что ничего — даже свет — не выпускают наружу и захватывают, необратимо поглощают в черной дыре все, что может находиться поблизости от нее.

Черные дыры еще не открыты в природе, они остаются пока гипотетическими объектами, но в их существовании вряд ли можно сомневаться. Наблюдательные поиски черных дыр составляют одну из самых увлекательных задач астрономии. Сейчас имеется целый ряд объектов, которые считаются реальными кандидатами в черные дыры. Среди них — двойная звездная система в созвездии Лебедя, излучающая рентгеновские лучи и получившая название Лебедь X-1. Она находится от нас на расстоянии в 2 кпк  $\approx 6 \cdot 10^{19}$  м и состоит из «обычной» массивной звезды (с массой около  $20 M_{\odot}$ ) и ее невидимого компаньона с массой до  $10 M_{\odot}$ . Последняя величина наверняка превышает верхний предел массы нейтронной звезды  $((2-3)M_{\odot})$ ; если эта оценка окончательно подтвердится, то можно будет с уверенностью сказать, что источник Лебедь X-1 содержит черную дыру.

Еще один и, как считают, даже более надежный кандидат в черные дыры обнаружен совсем недавно в соседней к нам неправильной галактике, называемой Большим Магеллановым Облаком. Там тоже имеется двойная система с рентгеновским излучением; она состоит из «обычной» звезды с массой  $6 M_{\odot}$  и ее невидимого компаньона с массой  $8 M_{\odot}$  или даже  $12 M_{\odot}$ .

Не удивительно, что черные дыры ищут в двойных звездных системах. Астрономические оценки масс звезд основаны на наблюдении их движений в звездных парах: измеряя скорости обращения звезд по их орбитам и раз-

меры орбит, находят силы тяготения, удерживающие звезды на их орбитах, а по ним восстанавливают и массы звезд. Оценки масс можно производить и по движениям одной звезды в паре, когда другая не видна: эти движения определенно укажут на то, что звезда имеет компаньона. И если масса невидимого компаньона оказывается больше массы видимой звезды, то сразу можно сказать, что этот компаньон не может быть обычной звездой — иначе он светил бы ярче видимой звезды. Если же его масса превышает к тому же предельную массу белого карлика и нейтронной звезды, то эта необычная звезда может быть только черной дырой.

О черных дырах речь пойдет еще в гл. 6, где обсуждаются источники светимости квазаров. Возможно, ядра квазаров содержат черные дыры не звездного происхождения, массы которых сравнимы с массами целых галактик.

### Сколько звезд во Вселенной

Во всей наблюдаемой области Вселенной, в Метагалактике, сферическом объеме радиусом  $3 \cdot 10^{25}$  м, содержится масса  $\sim 10^{50}$  кг. В этой области имеется приблизительно миллион сверхскоплений и десять миллиардов галактик различных типов, среди которых преобладают спиральные, подобные нашей Галактике. Общее число звезд во всех этих системах оценивается величиной  $\sim 10^{20}$ . Большинство из них — красноватые карлики, светимостью и массой уступающие Солнцу, но по своему устройству похожие на него; излучают они, как и Солнце, за счет медленного термоядерного горения водорода в их недрах. Ярких звезд-гигантов очень мало, не более сотой доли процента. Белых карликов около одного процента. Нейтронных звезд, вероятно, в 10 раз меньше, чем белых карликов. Черных дыр, возникших среди звезд нашей Вселенной за всю историю ее существования, должно быть, по-видимому, приблизительно столько, сколько и нейтронных звезд, т. е.  $\sim 10^{17}$ .

Но что лежит за пределами видимой части мира? Сколько звезд во всей Вселенной? Конечно ли Вселенная или бесконечна? Это вопросы, которые во все времена горячо обсуждались в астрономии. Лишь в наши дни появляется возможность дать на них обоснованный ответ.

Согласно космологической теории Фридмана геометрические свойства Вселенной и прежде всего величина ее полного объема зависят от реального распределения и



движения вещества в пространстве. Распределение вещества характеризуется его средней плотностью, а движение — скоростями общего космологического расширения. Оказывается, что для ответа на вопрос нужно сравнить плотность вещества с так называемой критической плотностью — физической величиной, вычисляемой по данным о скоростях расширения. Если плотность больше критической, то объем Вселенной конечен, если меньше — бесконечен. В бесконечном объеме бесконечно и число звезд.

На основании современных наблюдений критическая плотность оценивается как  $(1-0,5) \cdot 10^{-26}$  кг/м<sup>3</sup>. Средняя плотность светящегося вещества звезд и галактик приблизительно в 10 раз меньше. Но полная плотность, с учетом скрытых масс  $\sim 10^{-26}$  кг/м<sup>3</sup>, сравнивается с критической или даже превышает ее. Эти величины близки друг к другу, и сказать, какая из них больше, затруднительно — ведь обе они определены пока что не слишком точно.

Точные астрономические измерения в космологических масштабах, а с ними и ответ на вопрос о конечности и бесконечности мира, остаются делом будущего. Но замечательно уже и то, что мы определенно знаем сейчас, какие величины и с какой именно точностью нужно измерить в наблюдаемой Вселенной, чтобы решить этот вопрос вопросов астрономии.

# БАРСТЕРЫ

На протяжении веков единственным источником сведений о звездах и Вселенной был для астрономов видимый свет. Наблюдая невооруженным глазом или с помощью телескопов (с 1610 г., вслед за Галилеем), они использовали только очень небольшой интервал волн из всего многообразия электромагнитного излучения, испускаемого небесными телами (табл. 1). Можно только поражаться, как много удалось все же увидеть сквозь это узкое спектральное окно.

Т а б л и ц а 1

Излучение	Длина волны $\lambda$ , м	Энергия фотонов $\varepsilon = hc/\lambda$ , эВ
Радиоизлучение	$>10^{-3}$	$10^{-2}$
Инфракрасное	$10^{-5} - 10^{-3}$	$10^{-2} - 1$
Видимое	$10^{-6} - 10^{-5}$	$1 - 6$
Ультрафиолетовое	$10^{-8} - 2 \cdot 10^{-6}$	$6 - 10^3$
Рентгеновское	$10^{-10} - 10^{-8}$	$10^3 - 10^5$
Гамма-излучение	$<10^{-10}$	$10^5$
$c = 2,99 \cdot 10^8$ м/с — скорость света в вакууме; $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.		

Астрономия преобразилась с середины нашего века, когда прогресс физики и техники предоставил ей новые приборы и инструменты, позволяющие вести наблюдения в самом широком диапазоне волн — от метровых радиоволн до гамма-лучей, где длины волн составляют миллиардные доли миллиметра. Это вызвало нарастающий поток астрономических данных, чаще всего неожиданных, а иногда и совершенно поразительных. Фактически все крупнейшие открытия последних лет — результат современного развития новейших областей астрономии, которая, по удачному выражению И. С. Шкловского, стала сейчас всеволновой.

В этой главе мы расскажем об успехах рентгеновской астрономии, возникшей в последние 15—20 лет, когда появилась возможность выносить приемники рентгеновского излучения — рентгеновские телескопы — за пределы земной атмосферы.

### Рентгеновская астрономия

В. К. Рентген, открывший в 1895 г. неизвестные до этого лучи, знал, что они способны засветить фотопластинку, завернутую в черную бумагу, не пропускающую свет. Таким образом, черная бумага прозрачна для рентгеновских лучей и непрозрачна для видимого света. А земная атмосфера, наоборот, прозрачна для видимого света и непрозрачна для рентгеновских лучей. Она не пропускает к нам космическое рентгеновское излучение. Поэтому рентгеновские телескопы и приходится выводить за пределы атмосферы. Это делается с помощью высотных баллонов-аэростатов, ракет, автоматических и пилотируемых космических аппаратов.

Впервые рентгеновские лучи внеземного происхождения были зарегистрированы от Солнца в 1949 г., когда рентгеновский телескоп Морской исследовательской лаборатории США поднялся на ракете над земной атмосферой. Рентгеновский поток от Солнца довольно слаб, на него приходится лишь очень малая доля энергии в солнечном излучении. Основная энергия излучается Солнцем в оптической области, к которой и приспособил свою чувствительность в ходе эволюции человеческий глаз, самый совершенный оптический прибор.

Другие звезды, если бы они имели ту же светимость в рентгеновском диапазоне, что и Солнце, никогда не могли бы быть замечены рентгеновскими телескопами: расстояние до них много больше, чем до Солнца, а поток излучения падает обратно пропорционально квадрату расстояния. Поток — это количество энергии, приходящей в единицу времени на единицу площади телескопа.

Но оказалось, что среди звезд Галактики имеются такие, что их излучение почти полностью сосредоточено в рентгеновском диапазоне. Первая из них открыта в 1962 г., спустя десятилетие после «рентгеновского снимка» Солнца. Это была звезда в созвездии Скорпиона, получившая название Скорпион X-1 (здесь буква «икс» от названия рентгеновских лучей, которое дал им сам Рентген, — оно закрепилось в ряде языков).

Скорпион X-1 — ярчайшая рентгеновская звезда на небе. Ее открыла американская исследовательская группа Р. Джаакони и Г. Гурского, которой принадлежит и ряд дальнейших достижений в наблюдениях космического рентгеновского излучения.

В 1966 г. поблизости от рентгеновского источника Скорпион X-1 была обнаружена слабая оптическая звезда-карлик. Год спустя И. С. Шкловский высказал предположение, что этот источник является двойной звездной системой, состоящей из видимой «обычной» звезды и невидимой нейтронной звезды. По его идее, сильное поле тяготения нейтронной звезды способно срывать вещество с поверхности звезды-компаньона. Это вещество, падая к нейтронной звезде, испытывает сильное сжатие и разогрев; из-за этого оно должно испускать рентгеновские лучи.

Еще в 30-е годы Л. Д. Ландау говорил, что частицы межзвездной среды, падающие в сильном поле тяготения нейтронной звезды, должны излучать рентгеновские волны при столкновении с твердой поверхностью нейтронной звезды. На этом основании высказывалась надежда, что нейтронные звезды можно будет обнаружить по их рентгеновскому излучению. Движение потоков вещества в сильном поле тяготения, их захват этим полем изучали в 60-е годы Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков в нашей стране и Э. Солпитер в США. Захват вещества гравитационным полем называется аккрецией.

Опираясь на пример источника Скорпион X-1, И. С. Шкловский предсказал, что процесс аккреции должен быть особенно эффективен в двойной системе, содержащей нейтронную звезду, где материалом аккреции служит вещество звезды-компаньона. Это предсказание целиком подтвердилось в дальнейших исследованиях рентгеновских звезд. Их массовое открытие началось в 70-е годы, когда рентгеновские телескопы стали помещать на спутники. С тех пор в космосе почти постоянно находятся исследовательские рентгеновские обсерватории. Если прежде рентгеновские наблюдения были единичными и производились при кратковременных полетах ракет и баллонов, то теперь они ведутся непрерывно в течение многих месяцев или даже лет.

Вместе с тем постоянно улучшается чувствительность рентгеновских телескопов — она тем выше, очевидно, чем меньше тот минимальный поток, который способен зарегистрировать приемник излучения. Поэтому доступными

наблюдению становятся все более слабые и все более удаленные источники.

Повышается разрешающая способность рентгеновских телескопов, т. е. способность различать на небе близкие дискретные источники или отдельные детали в протяженных источниках, определять их размеры и точное положение на небесной сфере. Под дискретными источниками понимаются компактные объекты, которые выглядят либо просто как точки, либо как тела с очень малым размером и без различимой внутренней структуры. Таковы, например, рентгеновские звезды. Дискретными источниками рентгеновских лучей являются и ядра квазаров. Протяженные источники имеют немалый видимый размер, указываемый обычно в угловых единицах; в них удается различать те или иные детали, т. е. отдельные внутренние области повышенного или, напротив, пониженного излучения. Среди протяженных источников рентгеновского излучения — скопления галактик — рентгеновские лучи испускаются очень горячим межгалактическим газом с температурой  $10^7$ – $10^8$  К, распределенным по всему объему скопления. Из излучения межгалактического газа и далеких квазаров складывается общий непрерывный фон рентгеновского излучения во Вселенной, обнаруженный еще в 1962 г.

Совершенствуется временно́е разрешение рентгеновских приемников — их способность различать близкие по времени сигналы, измерять длительность быстрых колебаний или отдельных импульсов в переменном потоке излучения. Это оказалось очень важным для открытия и исследования вспыхивающих и пульсирующих рентгеновских звезд.

Наконец, возрастают возможности спектрального анализа рентгеновского излучения. Сейчас удается регистрировать не только суммарный поток излучения от источника во всем рентгеновском диапазоне, но также различать и измерять по отдельности составляющие этого потока в определенных узких интервалах длин волн. Спектр излучения — это распределение потока излучения по длинам волн. Вместо длин волн можно взять энергию фотонов, соответствующих той или иной длине волны,  $\varepsilon = hc/\lambda$ , и получить распределение по энергии фотонов. Этот способ представления спектра принят в рентгеновской астрономии, да и в других областях астрономии и физики. Изучение спектров рентгеновских звезд дало ключ к пониманию их природы.

К настоящему времени известно свыше ста рентгеновских звезд. Самые замечательные из них — барстеры, главный предмет этой главы, а также рентгеновские пульсары, о которых мы расскажем в гл. 3.

### Вспышки

В 1975 г. группа астрофизиков из Института космических исследований Академии наук СССР сообщила о наблюдении коротких и мощных всплесков космического рентгеновского излучения. Вскоре подобные всплески обнаружили и американские астрономы из Смитсо-ни-

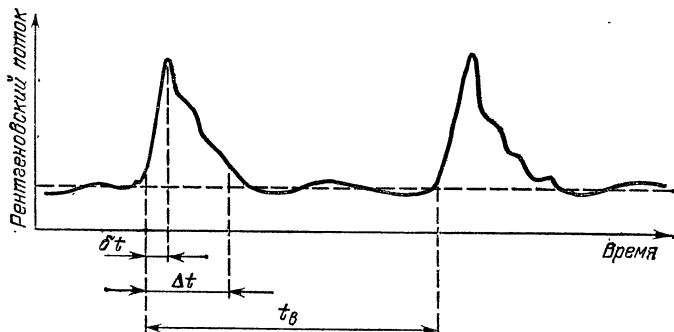


Рис. 10. Кривая блеска барстера.

анской астрофизической обсерватории. Им удалось наблюдать вспышки рентгеновского излучения, происходящие в центре одного из звездных скоплений нашей Галактики.

Так началась история исследования барстеров — вспыхивающих рентгеновских звезд. Их название происходит от английского слова *burst*, что означает взрыв, вспышка. Сейчас известны три с лишним десятка таких звезд; восемь из них принадлежат звездным скоплениям Галактики.

Если следить за отдельным барстером несколько недель или месяцев, то можно зарегистрировать сотни его вспышек, следующих одна за другой без какой-либо регулярности или периодичности. Обычно у барстера имеется также и неисчезающее, хотя и слегка меняющееся со временем рентгеновское излучение. На этом фоне возникают резкие и сильные всплески излучения, длящиеся от

нескольких секунд до нескольких минут. Нарастание излучения в каждой такой вспышке происходит очень быстро, иногда за доли секунды. Промежутки между вспышками не бывают одинаковыми, но чаще всего не выходят за пределы нескольких часов или нескольких дней.

На рис. 10 показана кривая блеска барстера — зависимость его рентгеновского потока от времени. На этой кривой можно выделить три характерных временных промежутка: время нарастания потока  $\delta t$ ; длительность вспышки  $\Delta t$  и промежуток между вспышками  $t_v$ . Хотя каждое из этих трех времен различно для разных источников и для разных вспышек в одном и том же барстере, можно говорить об их характерных значениях, дающих представление о «типичном» барстере. Примем для характерных времен следующие значения:  $\delta t = 1$  с;  $\Delta t = 10$  с;  $t_v = 10^4$  с. На эти значения мы и будем далее ориентироваться.

### Расстояние

Некоторые из барстеров, как мы говорили, находятся в звездных скоплениях. Строго говоря, известно лишь то, что излучение каждого из них приходит по направлению, в котором на небе видно то или иное скопление. Во всех случаях это скопления особого типа, которые называют шаровыми. На фотографиях они имеют довольно округлую форму, в них хорошо различается центральная часть, где звезды располагаются особенно тесно друг к другу, а в самом центре изображения звезд вообще сливаются в сплошное светлое пятно (рис. 11). Рентгеновские лучи барстеров приходят по направлениям от центров шаровых скоплений. Конечно, если бы был известен только один такой пример, трудно было бы настаивать на том, что барстер на самом деле находится внутри шарового скопления, в его центре. Ведь ничего нельзя возразить тому, кто сказал бы, что это простая случайность, совпадение: барстер может находиться и ближе шарового скопления и дальше его, и только луч зрения — прямая, соединяющая нас и источник, — по воле случая проходит через центр шарового скопления. Как говорят астрономы, источник мог бы проектироваться на скопление, не находясь в нем самом. Но когда известен не один пример, а все-таки восемь, говорить о случайном совпадении не приходится; нужно скорее полагать, что эти восемь барстеров действительно располагаются в центральных частях своих шаровых скоплений.

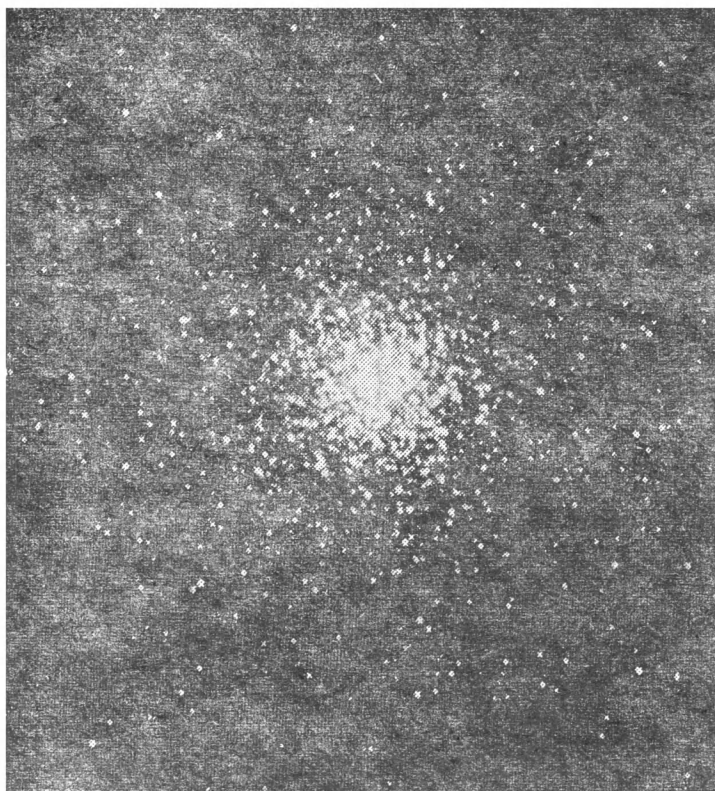


Рис. 11. Одно из шаровых звездных скоплений нашей Галактики.

Раз некоторые из барстеров принадлежат шаровым скоплениям нашей Галактики, значит, может быть, и все эти источники находятся в нашей Галактике? В пользу этого говорит общее расположение барстеров на небесной сфере.

Направление на любой объект на небе задается двумя угловыми координатами; можно выбрать координатную сетку так, чтобы ее начало совпадало с направлением на центр Галактики, а экватором служила плоскость Галактики. Распределение барстеров по небу в таких галактических координатах не вполне случайно (рис. 12). Большинство их сосредоточено вблизи начала координат. Это служит очевидным указанием на то, что вся совокупность источников принадлежит нашей Галактике. Более того,



отсюда следует, что типичное расстояние до барстера близко к расстоянию от нас до центра Галактики. Это расстояние составляет  $d \approx 10 \text{ кпк} = 3 \cdot 10^{20} \text{ м}$ .

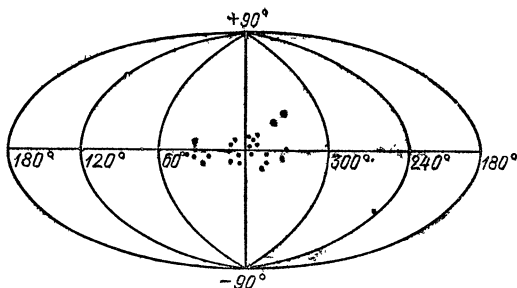


Рис. 12. Распределение барстеров на небесной сфере (в галактических координатах).

Определить расстояние до каждого отдельного барстера только по его положению на небесной сфере, конечно, невозможно. Но мы узнали типичное, характерное расстояние, и это позволяет сделать важные выводы.

### Светимость и энергия

Поток, регистрируемый во время вспышки барстера, лежит обычно в пределах от  $10^{-11}$  до  $10^{-13} \text{ Вт/м}^2$ . В качестве характерной величины потока возьмем промежуточное значение:  $f = 10^{-12} \text{ Вт/м}^2$ .

Если известно расстояние  $d$  до источника, то по принимаемому потоку  $f$  можно подсчитать полную светимость источника, т. е. энергию, излучаемую им во всех направлениях в единицу времени. Для этого нужно поток умножить на площадь сферы с радиусом, равным расстоянию до источника. Тогда при  $f = 10^{-12} \text{ Вт/м}^2$  и  $d = 3 \cdot 10^{20} \text{ м}$  светимость барстера во время вспышки будет

$$L = f \cdot 4\pi d^2 \approx 10^{31} \text{ Вт.} \quad (2.1)$$

Тем же путем находят и фоновую светимость барстера, которая не исчезает в промежутках между вспышками. Ее типичная величина приблизительно в 10 раз меньше:  $L_0 \approx 10^{30} \text{ Вт}$ .

Энергию, которую барстер излучает за одну вспышку, можно оценить, умножив светимость ( $L$ ) на длительность

вспышки ( $\Delta t = 10$  с):

$$E \approx L\Delta t = 10^{33} \text{ Дж.} \quad (2.2)$$

Можно оценить также и еще одну характеристику барстера — его усредненную вспышечную светимость. Она получается путем деления энергии  $E$  на типичный промежуток времени между вспышками ( $t_b = 10^4$  с):

$$\langle L \rangle = E/t_b = 10^{28} \text{ Вт.} \quad (2.3)$$

Интересно сравнить эту величину с фоновой светимостью барстера  $L_0$ . Их отношение  $L_0/\langle L \rangle = 100$ . Это означает, что фоновая светимость питается из существенно большего резервуара энергии, чем вспышечная светимость.

### Спектр

Излучение барстеров регистрируется в диапазоне энергий рентгеновских фотонов от 1 до 30 кэВ. Допустим, что в нашем распоряжении имеется десять приемников фотонов, каждый из которых регистрирует фотоны только из одного определенного интервала энергий: первый из интервала от 1 до 3 кэВ, второй — от 3 до 6 кэВ, третий — от 6 до 9 кэВ и т. д. С помощью этого набора приемников мы будем производить измерения энергии, приходящей в единицу времени на единицу площади каждого из приемников. Это даст нам потоки излучения в отдельных энергетических интервалах; мы найдем таким образом, какая доля энергии из общего потока излучения выпадает на каждый из этих интервалов. Иными словами, мы сможем узнать спектр излучения — распределение его энергии (или потока) по отдельным энергетическим интервалам.

Результат измерений можно представить в виде диаграммы (рис. 13); на ней каждому интервалу энергии сопоставляется столбик, высота которого соответствует принимаемому в этом интервале потоку.

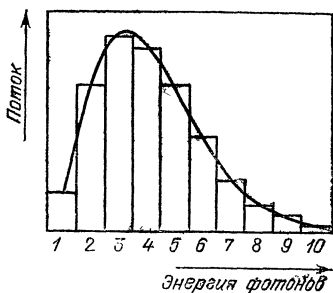


Рис. 13. Спектр излучения барстера.

Проведем на диаграмме сплошную линию через середины «крышек» наших десяти столбиков. Эта гладкая кривая тоже служит графическим представлением спектра излучения. Каким бы способом ни производилось разбиение диапазона энергий на отдельные интервалы, результат наблюдений всегда будет приближаться к этой гладкой кривой. Чем мельче разбиение, чем больше интервалов, тем ближе будет ломаная линия этого частотола к гладкой кривой, которая его огибает.

Диаграммы такого вида, построенные для вспышечного излучения барстеров, показали, что поток распределен по энергетическим интервалам отнюдь не равномерно. Наибольшая доля его приходится на третий из десяти энергетических интервалов, о которых мы говорили (от 6 до 9 кэВ); в обе стороны от этого максимума поток в каждом из интервалов систематически уменьшается. Оказалось, что гладкая кривая, построенная по этим данным, соответствует хорошо известной в физике спектральной зависимости для излучения нагретого тела.

Физики конца XIX — начала XX веков установили, что всякое нагретое тело излучает электромагнитные волны, вообще говоря, любых частот; но в спектре излучения имеется максимум при определенной частоте, которая зависит от температуры тела. Частота в максимуме спектра прямо пропорциональна температуре:

$$\nu_m \approx 3kT/h. \quad (2.4)$$

Здесь  $T$  — температура,  $k=1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана,  $h$  — постоянная Планка. Частоте  $\nu_m$  соответствует энергия фотона  $\epsilon_m = h\nu_m \approx 3kT$ .

Вид спектра, связь частоты и энергии в его максимуме с температурой имеют универсальный характер — они не зависят от рода вещества нагретого тела. Это обстоятельство ясно обнаруживается в одном из классических опытов, в котором анализируется излучение, выходящее через малое отверстие из полого тела. Такая полость с отверстием получила специальное название — «абсолютно черное тело». Дело в том, что лучи, попадающие в эту полость извне, целиком поглощаются ее стенками при многократных отражениях от них. Спектр излучения черного тела не зависит от того, из какого материала сделаны стенки полости, и выражает общие для всех нагретых тел закономерности излучения.

Излучение многих звезд, других небесных тел имеет универсальный «чернотельный» спектр. Спектр Солнца

довольно близко соответствует чернотельному излучению с температурой 5776 К — такова температура излучающей свет поверхности Солнца \*).

Какова температура излучающего тела барстера? По данным наблюдений, максимуму в спектре вспышечного излучения отвечает энергия фотонов между 6 и 9 кэВ. Возьмем в качестве характерной величины энергию из середины этого интервала и положим, что  $\epsilon_m = 7,5 \text{ кэВ} = 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$ . Тогда температура излучающего тела

$$T \approx h\nu_m/3k = \epsilon_m/3k \approx 3 \cdot 10^7 \text{ К.} \quad (2.5)$$

Как мы видим, излучающее тело барстера — точнее, его излучающая поверхность — имеет во время вспышки температуру в несколько десятков миллионов градусов. Это приблизительно в 10 тысяч раз больше температуры поверхности Солнца и вдвое больше температуры солнечных недр.

Воспользуемся теперь еще одним из универсальных законов чернотельного излучения — законом Стефана — Больцмана. Согласно этому закону поверхность тела, нагретого до температуры  $T$ , излучает в единицу времени с единицы площади количество энергии, пропорциональное четвертой степени температуры:

$$j = \sigma T^4, \quad (2.6)$$

где коэффициент  $\sigma = 0,57 \cdot 10^{-7} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Представим себе, что излучающая поверхность барстера — это сфера радиуса  $R$ . Тогда светимость, т. е. энергию, излучаемую в единицу времени всей этой поверхностью, можно найти на основании закона Стефана — Больцмана:

$$L = j \cdot 4\pi R^2 = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2. \quad (2.7)$$

В этом соотношении нам неизвестен только радиус  $R$ , а светимость и температуру мы уже нашли (см. (2.1) и (2.5). Значит, отсюда можно определить радиус излучающей поверхности барстера:

$$R = (L/4\pi\sigma T^4)^{1/2} \approx 10^4 \text{ м} = 10 \text{ км.} \quad (2.8)$$

Эта величина в 100 тысяч раз меньше радиуса Солнца; она в тысячу раз меньше радиуса белого карлика (имею-

---

\*) Эту температуру называют эффективной температурой, и тем самым подчеркивают, что совпадение с универсальным спектром все же не абсолютно точное.

чего тот же размер, что и Земля). Но именно такой радиус имеют нейтронные звезды!

Напомним, что масса нейтронной звезды близка к массе Солнца ( $M \approx 10^{30}$  кг), а ее средняя плотность сравнима с плотностью вещества внутри атомных ядер ( $\rho \approx 10^{18}$  кг/м<sup>3</sup>). Отсюда радиус звезды

$$R \approx (M/\rho)^{1/3} \approx 10^4 \text{ м} = 10 \text{ км.} \quad (2.9)$$

Вспышки барстера рождаются на нейтронной звезде, на ее поверхности, разогретой до температуры в несколько десятков миллионов градусов. Вот вывод, который следует

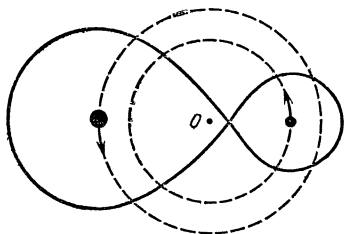


Рис. 14. Двойная звездная система с круговыми орбитами. Показаны границы полостей Роша в сечении плоскостью орбит. Точка О — центр масс системы.

из непосредственного анализа имеющихся наблюдательных данных. Исходя из этих данных, мы смогли найти характерное расстояние до типичного барстера и его светимость, а затем установили, что феномен барстера связан с самыми компактными астрономическими телами — нейтронными звездами. Это заключение подтверждается всеми дальнейшими наблюдениями барстеров.

### Звезда-компаньон

Оптические наблюдения барстеров, начатые вскоре после открытия рентгеновских вспышек, выявили важный новый факт: барстеры являются не одиночными нейтронными звездами, а нейтронными звездами в двойных звездных системах. Компаньонами нейтронных звезд, обнаруженными поблизости от источников рентгеновских вспышек, оказались «обычные» звезды-карлики, в недрах которых происходит термоядерное горение. Это звезды сравнительно малых масс — от половины до одной солнечной массы. Их возраст приближается к десяти миллиардам лет, так что они принадлежат к числу наиболее старых звезд Галактики.

В двойной звездной системе звезды движутся по замкнутым орбитам вокруг их общего центра масс

(рис. 14). У барстеров периоды обращения звезд лежат в пределах от получаса до десяти дней. Размеры орбит оцениваются приблизительно в  $10^9$  м, что сравнимо с радиусами обычных звезд-компаньонов. В столь тесных двойных системах звезды взаимодействуют друг с другом не как тяготеющие точки, а как протяженные тела. Это означает, что взаимное тяготение звезд проявляется не только в движении каждой звезды как целого, но также и в самой форме звезды, в распределении и движении вещества во внешних ее слоях. Очень важно, что в этом случае возможно даже перетекание вещества с одной звезды на другую. Нейтронная звезда может увлекать и захватывать своим сильным полем тяготения часть вещества с поверхности звезды-компаньона. Так происходит аккреция в двойной системе.

### Аккреция

Изучение нового класса небесных тел развивается обычно тремя последовательными этапами: наблюдения — интерпретация — теория. На первом этапе происходит астрономическое открытие и идет накопление важнейших фактических данных. Второй этап предполагает осмысление, анализ этих данных, сопоставление их с тем, что уже известно в науке. Интерпретация наблюдательных данных должна дать ответ на вопрос, что это такое, что там происходит. Цель третьего этапа — построить ясную картину явления, которая давала бы ответ на вопрос, как и почему происходит то, что мы наблюдаем. На этом этапе выдвигаются теоретические идеи и гипотезы, разрабатываются физико-математические модели явления, проводится их сравнение с наблюдениями. Правильность теории может быть доказана лишь ее полным согласием с фактическими данными. Теория должна обладать и предсказательной силой, чтобы на ее основе можно было делать дальнейшие выводы, допускающие проверку путем новых наблюдений.

Наш рассказ о барстерах тоже развивается от наблюдений и их интерпретации к теории этих космических объектов. И наблюдения и в особенности их интерпретация дали, как мы видим, очень многое. Теория барстеров (и других рентгеновских звезд) исходит из высказанной И. С. Шкловским идеи аккреции в тесной двойной системе, содержащей нейтронную звезду.

Каждая из звезд в двойной системе обладает зоной влияния, в пределах которой ее тяготение сильнее тяготения партнера (рис. 14). Такую зону называют полостью Роша, по имени французского астронома XIX века, который изучал динамику планет и их спутников, сходную с динамикой двойных звездных систем. Радиус нейтронной звезды гораздо меньше размера ее полости Роша. Что же касается звезды-компаньона, то ее радиус сравним

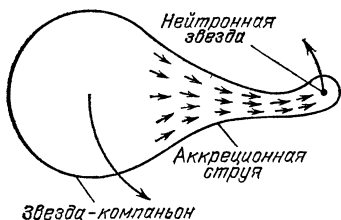


Рис. 15. Аккреция в тесной двойной системе барстера. Вещество внешних слоев звезды-компаньона переполняет полость Роша этой звезды и часть его в виде струи перетекает к нейтронной звезде. Большие стрелки указывают направление обращения звезд вокруг их общего центра масс.

с расстоянием между звездами, и она может, так сказать, переполнять собою свою полость Роша. В этом случае от нее к нейтронной звезде устремляется струя вещества, увлекаемого тяготением нейтронной звезды внутрь ее полости Роша (рис. 15).

Падая к нейтронной звезде, вещество ускоряется, приобретает значительные скорости и соответствующую им немалую кинетическую энергию. Неизбежное столкновение с поверхностью нейтронной звезды сопровождается, очевидно, торможением падающего вещества; его кинетическая энергия переходит тогда в тепло. Из-за этого поверхность нейтронной звезды разогревается и, как всякое нагретое тело, начинает излучать электромагнитные волны. Так возникает фоновая светимость барстера.

Чтобы в этом убедиться, продедаем некоторые расчеты. Найдем прежде всего скорость, с которой частицы аккреционной струи налетают на поверхность нейтронной звезды. Скорость падения любого тела в центральном поле тяготения дается соотношением

$$v = (2GM/R)^{1/2}, \quad (2.10)$$

где  $M$  — масса нейтронной звезды,  $R$  — ее радиус,  $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$  — гравитационная постоянная. Считается, что тело падает вдоль прямой по направлению к центру тяготения.

Примем массу нейтронной звезды равной  $M=1,4 M_{\odot}$  \*), а ее радиус  $R=10^4$  м. Тогда получим, что скорость аккреционного потока у поверхности нейтронной звезды очень высока, она сравнима со скоростью света:  $v=1,5 \cdot 10^8$  м/с  $\approx 0,5$  с. Каждая частица массы  $m$ , двигаясь с такой скоростью в аккреционном потоке, обладает кинетической энергией  $\frac{1}{2}mv^2$ . Эта энергия составляет 13% от энергии покоя частицы, даваемой эйнштейновской формулой  $E=mc^2$ .

Пусть на поверхность нейтронной звезды выпадает в единицу времени масса вещества  $J$ . Тогда кинетическая энергия, сообщаемая поверхности звезды в единицу времени, есть

$$Q = \frac{1}{2}Jv^2 \approx 0,13Jc^2. \quad (2.11)$$

В установившемся состоянии нагрев поверхности нейтронной звезды аккрецируемым веществом уравновешивается ее охлаждением из-за непрерывного излучения. Приравнявая величину  $Q$  (приход энергии к поверхности звезды) фоновой светимости пульсара  $L_0$  (отвод энергии излучением), найдем, таким образом поток аккреции, необходимый для обеспечения фонового излучения барстера:  $J=2L_0/v^2 \approx 10^{14}$  кг/с. Это довольно значительный поток массы, и все же звезда-компаньон вполне способна поставлять вещество в таком темпе многие миллионы лет.

Нагрев аккреционным потоком поверхности нейтронной звезды в двойной системе служит и причиной излучения ярчайшей рентгеновской звезды на небе — источника Скорпион X-1. Это как бы барстер без вспышек; у него имеется только фоновое излучение. Яркость же столь велика просто из-за того, что он находится довольно близко к нам — на расстоянии в 300 пк, что приблизительно в 30 раз меньше расстояния до типичного барстера.

### Термоядерные взрывы

Но что вызывает рентгеновские вспышки, резкие подъемы светимости барстера? Причина вспышек в тех превращениях, которые испытывает вещество, выпадающее на поверхность нейтронной звезды.

---

\*) Такова измеренная масса нейтронной звезды в двойном пульсаре — единственной пока системе, которая допускает прямое наблюдательное определение массы нейтронной звезды. Это значение совпадает (случайно) с чандрасекаровским пределом масс для белых карликов,



Газ, захваченный нейтронной звездой, имеет обычный, «солнечный» химический состав — на  $\frac{3}{4}$  по массе это водород. При ударе о поверхность нейтронной звезды газ сжимается и разогревается до такой степени, что в нем становятся возможными термоядерные реакции превращения водорода в гелий — такие же, как в недрах Солнца и других «обычных» звезд. Выделяющаяся в этих реакциях энергия добавляется к той энергии, которую звезда получает из-за аккреции. Эта добавка, однако, не очень велика. Известно, что в ядерных превращениях — пусть даже до полного «сгорания», т. е. превращения водорода в железо, — выделяется не больше одного процента энергии покоя вещества. Сравнивая это с нашей оценкой кинетической энергии аккрецируемого вещества, найдем, что термоядерные реакции добавляют энергию, которая в 10 раз меньше энергии аккреции.

Важно здесь другое. В результате термоядерных реакций на поверхности нейтронной звезды образуется слой гелия. Оказывается, что именно в слое гелия и развиваются процессы, вызывающие вспышки.

Более 30 лет назад Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский, работавшие тогда в Ленинградском государственном педагогическом институте им. А. И. Герцена, теоретически доказали, что при определенных условиях в звездах могут происходить термоядерные взрывы. В звезде, исчерпавшей ядерное горючее в своей центральной области, чаще всего имеются близкие к поверхности слои, где вещество еще богато водородом, гелием и другими легкими элементами. Представим себе ситуацию, когда температура в этих слоях весьма высока, но все же не вполне достаточна для протекания ядерных реакций. Пусть далее по какой-либо причине температура повысится и окажется вдруг выше критического предела, с которого становится возможным ядерное горение. Что будет происходить дальше?

Очевидно, начнутся ядерные реакции с выделением тепла; но сможет ли температура слоя оставаться достаточно высокой, повысится она или понизится, зависит от соотношения между темпом выделения тепла в ядерных реакциях и темпом, в котором избыток тепла отводится из данного слоя наружу. Если тепло выходит из слоя очень быстро, почти мгновенно, то ясно, что, едва начавшись, ядерные реакции тут же и затухнут, так как температура слоя сразу понизится и вернется к значению, меньшему критического.

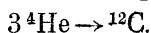
Иной результат следует ожидать в случае, если тепло,

выделяемое при ядерных реакциях, не успевает быстро покидать слой. Тогда происходит дальнейшее повышение температуры. А с повышением температуры ядерные реакции протекают все эффективнее, в повышающемся темпе происходит выделение энергии и в результате температура слоя продолжает нарастать. Но тогда ядерные реакции пойдут еще быстрее, приток энергии снова повысится и т. д. Можно сказать, что процесс ядерного энерговыделения развивается в этом случае лавинообразно, поддерживая и ускоряя сам себя,— это взрыв.

Об этом явлении вспомнили сразу же, как только были открыты барстеры; астрономы разных стран быстро пришли к общему мнению, что вспышки рентгеновского излучения обязаны взрывному термоядерному горению на поверхности нейтронных звезд. Эта теоретическая идея, вместе с исходной идеей аккреции, и позволила построить полную и ясную картину физики барстера.

Количественное исследование термоядерного взрыва требует довольно сложных вычислений и не может быть сведено к простым оценкам. Расчет ведется на крупных вычислительных машинах, и это позволяет должным образом учесть все обстоятельства — структуру слоя аккрецируемого вещества, его тепловой баланс, определяемый нагревом при ядерных реакциях и охлаждением из-за теплопроводности и излучения, и большое разнообразие других факторов, существенно влияющих на физику явления. Детальные исследования этого процесса проведены в Италии Л. Мараски, А. Кавальери, в США П. Джоссом, В. Льюином (последнему принадлежит и ряд важных наблюдательных результатов в этой области), в нашей стране Э. В. Эргма, А. В. Тутуковым и А. А. Кудряшовым, а затем и другими астрофизиками. Расчеты показали, что термоядерные взрывы, сопровождаемые вспышками рентгеновского излучения, происходят в слое гелия, образующемся на поверхности аккрецирующей нейтронной звезды. Этот слой имеет толщину приблизительно в один метр, плотность свыше миллиарда килограммов в кубическом метре и температуру в его основании около полу-миллиарда градусов.

При таких условиях способна протекать реакция объединения трех ядер гелия в ядро углерода:



Эту реакцию в ядерной физике называют тройным альфа-процессом (ядро гелия-4 — это альфа-частица). Тройной

альфа-процесс действительно может развиваться взрывообразно. В гелиевом слое он протекает столь стремительно, что температура может подскочить вдвое за несколько сотых долей секунды. Никакой теплоотвод не поспевает за таким стремительным энерговыделением: раз начавшись, горение гелия идет со все возрастающей скоростью, пока весь он не превратится в углерод \*).

При сгорании одного килограмма гелия выделяется энергия  $q=10^{14}$  Дж/кг  $=10^{14}$  м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>. Сколько всего энергии выделяется за вспышку? Для ответа на этот вопрос нужно, очевидно, знать массу гелиевого слоя.

Гелий полностью сгорает при взрыве, так что накопление его происходит за время между двумя последовательными взрывами. Взяв для оценки промежуток между рентгеновскими вспышками  $t_b=10^4$  с и пользуясь уже полученным значением скорости аккреции  $J=10^{14}$  кг/с, найдем, что масса слоя  $\mu=Jt_b \approx 10^{18}$  кг. Теперь умножим эту величину (ее, кстати, можно получить и из приведенных выше параметров гелиевого слоя) на энергию, выделяемую одним килограммом гелия, и тем самым получим полную энергию вспышки:  $E=q\mu \approx 10^{32}$  Дж. Эта оценка вполне согласуется с наблюдательными данными.

Если вычислить теперь усредненную вспышечную светимость,  $\langle L \rangle = E/t_b$ , то окажется, что в нашей теории она не зависит от величины  $t_b$  и определяется темпом аккреции:

$$\langle L \rangle = E/t_b = q\mu/t_b = qJt_b/t_b = qJ. \quad (2.12)$$

Отношение фоновой светимости  $L_0 = 1/2 Jv_2$  к величине  $\langle L \rangle$

$$L_0/\langle L \rangle = GM/Rq \quad (2.13)$$

выражается только через массу и радиус нейтронной звезды (две другие величины,  $G$  и  $q$  — физические постоянные). Числовое значение этого отношения при всех разумных массах и радиусах близко к 100 — в прекрасном согласии с наблюдательной величиной.

Природа барстера, таким образом, полностью разгадана: мы знаем, откуда берется энергия для его фоновой

---

\*) В отличие от горения гелия, горение водорода на аккрецирующей нейтронной звезде происходит в спокойном режиме, без взрыва, и заметное нарастание температуры в реакциях превращения водорода в гелий всегда происходит за время в несколько сот секунд, что слишком медленно для развития взрыва,

светимости и почему происходят резкие подъемы излучения. Остается выяснить еще одно любопытное обстоятельство.

### Барстеры в скоплениях

Из трех десятков известных барстеров восемь, т. е. приблизительно одна четверть, принадлежат шаровым звездным скоплениям. Эти скопления состоят из наиболее старых звезд Галактики и насчитывают каждое до миллиона звезд. Все шаровые скопления Галактики (их известно немногим более ста) содержат вместе приблизительно сто миллионов звезд, что составляет только одну десятитысячную полного числа звезд Галактики. Отсюда видно, что барстеры определенно предпочитают возникать среди звезд шаровых скоплений.

Это связано, вероятно, с самой возможностью образования тесной двойной системы, содержащей нейтронную звезду. Добрая половина всех звезд Галактики входит в пары. Но при вспышке сверхновой и образовании нейтронной звезды пара может оказаться разорванной. Дело в том, что взрывающаяся звезда способна сбросить в виде оболочки существенную часть своей массы. При этом, как заметил И. С. Шкловский, такой сброс вряд ли происходит строго сферически; скорее он должен быть более или менее асимметричным, так что в какую-то сторону выбрасывается больше вещества, чем по другим направлениям. Из-за этого нейтронная звезда получает импульс отдачи, как ружье при выстреле, и этого импульса достаточно, чтобы звезда освободилась от притяжения своего компаньона по двойной системе. Покинувшая двойную систему нейтронная звезда имеет скорость, заметно превышающую обычные скорости звезд в Галактике.

Нейтронной звезде, движущейся с большой скоростью, нелегко найти компаньона и снова стать членом двойной системы. Для этого требуется, например, чтобы она встретила и испытала взаимодействие еще с двумя звездами, одна из которых взяла бы на себя избыток энергии нейтронной звезды и улетела, а вторая захватила бы и связала с собой нейтронную звезду своим полем тяготения. Вероятность такой тройной встречи одиночных звезд очень низка; она пренебрежимо мала для общего поля звезд Галактики, так что там такие встречи просто невозможны. Что же касается шаровых звездных скоплений, то в них звезды могут проходить довольно близко друг от друга, особенно в центральных областях, где кон-

центрация звезд (приблизительно 30 тысяч звезд на кубический парсек) в десятки тысяч раз превышает среднюю концентрацию звезд в Галактике. Все же и здесь вероятность тройной встречи одиночных звезд еще слишком низка, чтобы этот процесс мог иметь какое-то значение.

Но нейтронная звезда может встретиться не с одиночными звездами, а с двойной системой. Вероятность такой встречи много больше, чем для одиночных звезд из-за того, что пар в звездных системах довольно много.

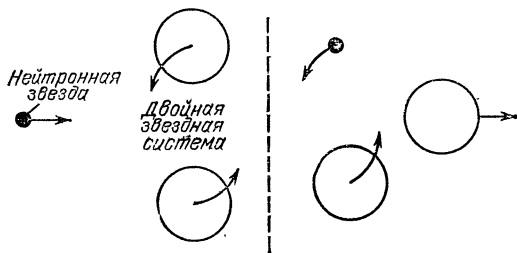


Рис. 16. Взаимодействие нейтронной звезды с двойной системой («перезарядка»).

Картину взаимодействия быстрой нейтронной звезды с тесной парой обычных звезд при близком прохождении от нее изучал английский теоретик Дж. Хиллс (с помощью моделирования процесса на большой вычислительной машине). Выяснилось, что довольно часто в результате такого взаимодействия нейтронная звезда «выбивала» из двойной системы одну из звезд и занимала ее место. Выброшенная из двойной системы звезда улетела прочь, принимая на себя избыток кинетической энергии, имевшийся у нейтронной звезды (рис. 16). Похожий процесс столкновений, сопровождающийся заменой одной частицы другой, известен и в физике плазмы — там он называется перезарядкой.

Как показывает численное моделирование, взаимодействие типа перезарядки особенно эффективно, если массы звезд в исходной паре меньше массы нейтронной звезды. Но из наблюдений известно, что звезды-компаньоны нейтронных звезд в барстерах действительно имеют малые массы. Известно также, что в шаровых скоплениях преобладают звезды сравнительно малых масс. Все это свидетельствует в пользу идеи Дж. Хиллса. К тому же вероятность встречи нейтронной звезды со звездной па-

рой в плотной центральной области шарового скопления достаточно велика, чтобы хотя бы одно такое событие, сопровождающееся образованием тесной пары с нейтронной звездой, произошло за время существования шарового скопления. В общем же в поле звезд Галактики такие встречи гораздо более редки. Возможно, именно этим обстоятельством объясняется высокая доля барстеров среди звезд шаровых скоплений.

Не исключено даже, что барстеры, наблюдаемые сейчас вне скоплений, возникли в отдаленном прошлом в плотных областях звездных комплексов, в которых (согласно современным космогоническим представлениям) рождались первые звезды Галактики. Большая часть комплексов испытала в дальнейшем распад, и их звезды — а с ними и барстеры — рассеялись по всему объему Галактики; некоторые же из комплексов продолжают существовать до сих пор в виде современных шаровых скоплений. Концентрация звезд, как и шаровых скоплений, возрастает к центру Галактики. Поэтому, возможно, и барстеры встречаются чаще всего вблизи галактического центра.

### ПУЛЬСАРЫ

Еще с начала 30-х годов, как только возникли теоретические представления о нейтронных звездах, ожидалось, что они должны проявить себя как космические источники рентгеновского излучения. Эти ожидания оправдались через 40 лет, когда были обнаружены барстеры и удалось доказать, что их излучение рождается на поверхности горячих нейтронных звезд. Но первыми открытыми нейтронными звездами оказались все же не барстеры, а пульсары, проявившие себя — совершенно неожиданно — как источники коротких импульсов радиоизлучения, следующих друг за другом с поразительно строгой периодичностью.

#### Открытие

Летом 1967 г. в Кембриджском университете (Англия) вошел в строй новый радиотелескоп, специально построенный Э. Хьюишем и его сотрудниками для одной наблюдательной задачи — изучения мерцаний космических радиоисточников. Это явление подобно известному всем мерцанию звезд и возникает из-за случайных неоднородностей плотности в среде, сквозь которую проходят электромагнитные волны по пути к нам от источника. Новый радиотелескоп позволял производить наблюдения больших участков неба, а аппаратура для обработки сигналов была способна регистрировать уровень радиопотока через каждые несколько десятых долей секунды. Эти две особенности их инструмента и позволили кембриджским радиоастрономам открыть нечто совершенно новое — пульсары.

Первые отчетливо различимые серии периодических импульсов (рис. 17) были замечены 28 ноября 1967 г. аспиранткой кембриджской группы Дж. Белл (ныне Бернелл). Импульсы следовали один за другим с четко выделяемым периодом в 1,34 с. Это было совершенно непохоже на обычную хаотическую картину случайных,

нерегулярных мерцаний. Принимаемые сигналы напоминали скорее помеху земного происхождения — например, от системы зажигания в проезжающих мимо автомобилях. Но это и другие простые объяснения вскоре пришлось оставить. Были исключены и сигналы самолетов или космических аппаратов. Затем, когда появились основания полагать, что импульсы имеют космическое происхождение, возникло предположение о внеземной цивилизации, посылающей на Землю свои сигналы. Предпринимались

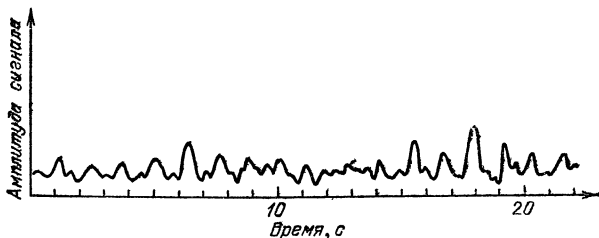


Рис. 17. Одна из первых записей излучения пульсара, сделанная в Кембридже в 1967 г.

серьезные попытки распознать какой-либо код в принимаемых импульсах. Это оказалось невозможным, хотя, как рассказывают, к делу были привлечены самые квалифицированные специалисты. К тому же вскоре обнаружили еще три подобных пульсирующих радиоисточника. Становилось очевидным, что источники излучения являются естественными небесными телами.

Первая публикация кембриджской группы появилась в феврале 1968 г., и уже в ней в качестве вероятных кандидатов на роль источников пульсирующего излучения упоминаются нейтронные звезды. Периодичность радиосигнала связывается с быстрым вращением нейтронной звезды. Источник вращается как фонарь маяка, и это создает прерывистость видимого излучения, приходящего к нам отдельными импульсами.

Открытие пульсаров отмечено Нобелевской премией по физике в 1978 г.

### **Интерпретация: нейтронные звезды**

В астрономии известно немало звезд, блеск которых непрерывно меняется, то возрастая, то падая. Имеются звезды, их называют цефеидами (по первой из



них, обнаруженной в созвездии Цефея), со строго периодическими вариациями блеска. Усиление и ослабление яркости происходит у разных звезд этого класса с периодами от нескольких дней до года. Но до пульсаров никогда еще не встречались звезды со столь коротким периодом, как у первого «кембриджского» пульсара.

Вслед за ним в очень короткое время было открыто несколько десятков пульсаров, и периоды некоторых из них были еще короче. Так, период пульсара, обнаруженного в 1968 г. в центре Крабовидной туманности, составлял 0,033 с. Сейчас известно около четырех сотен пульсаров. Подавляющее их большинство — до 90% — имеет периоды в пределах от 0,3 до 3 с, так что типичным периодом пульсаров можно считать период в 1 с.

Но особенно интересны пульсары-рекордсмены, период которых меньше типичного. Рекорд пульсара Крабовидной туманности продержался почти полтора десятилетия. В конце 1982 г. в созвездии Лисички был обнаружен пульсар с периодом 0,00155 с, т. е. 1,55 мс. Вращение с таким поразительно коротким периодом означает 642 об/с.

Очень короткие периоды пульсаров послужили первым и самым веским аргументом в пользу интерпретации этих объектов как вращающихся нейтронных звезд.

Звезда со столь быстрым вращением должна быть исключительно плотной. Действительно, само ее существование возможно лишь при условии, что центробежные силы, связанные с вращением, меньше сил тяготения, связывающих вещество звезды. Центробежные силы не могут разорвать звезду, если центробежное ускорение на экваторе  $\Omega^2 R$  меньше ускорения силы тяжести  $GM/R^2$ . Здесь  $M$ ,  $R$  — масса и радиус звезды,  $\Omega$  — угловая частота ее вращения,  $G$  — гравитационная постоянная. Из неравенства для ускорений

$$\Omega^2 R < GM/R^2 \quad (3.1)$$

следует неравенство для средней плотности звезды:

$$M/R^3 \approx \rho > \Omega^2/G. \quad (3.2)$$

Если взять период пульсара Крабовидной туманности,  $P=0,033$  с, то соответствующая ему частота вращения,  $\Omega=2\pi/P$ , составит приблизительно 200 рад/с. На этом основании найдем по соотношению (3.2) нижний предел его плотности:  $\rho > 6 \cdot 10^{14}$  кг/м<sup>3</sup>. Это очень значительная

плотность, которая в миллионы раз превышает плотность белых карликов ( $\sim 10^9$  кг/м<sup>3</sup>) — самых плотных из наблюдавшихся до того звезд. Оценка плотности по периоду «миллисекундного» пульсара,  $P=0,00155$  с,  $\Omega \approx 4000$  рад/с, приводит к еще большему значению:  $\rho > 2 \cdot 10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>. Эта плотность приближается к плотности вещества внутри атомных ядер ( $\sim 10^{18}$  кг/м<sup>3</sup>). Столь компактными, сжатыми до такой высокой степени могут быть лишь нейтронные звезды: их плотность действительно близка к ядерной.

Этот вывод подтверждается всей пятнадцатилетней историей изучения пульсаров.

Но каково происхождение быстрого вращения нейтронных звезд-пульсаров? Оно несомненно вызвано сильным сжатием звезды при ее превращении из «обычной» звезды в нейтронную.

Звезды всегда обладают вращением с той или иной скоростью или периодом. Солнце, например, вращается вокруг своей оси с периодом около месяца. Когда звезда сжимается, ее вращение убыстряется. С ней происходит то же, что с танцором на льду: прижимая к себе руки, танцор ускоряет свое вращение.

Здесь действует один из основных законов механики — закон сохранения момента импульса (или момента количества движения). Из него следует, что при изменении размеров вращающегося тела изменяется и скорость его вращения; но остается неизменным произведение  $M\Omega R^2$  (которое и представляет собой — с точностью до несущественного числового множителя — момент импульса). В этом произведении  $\Omega$  — частота вращения тела,  $M$  — его масса,  $R$  — размер тела в направлении, перпендикулярном оси вращения, который в случае сферической звезды совпадает с ее радиусом. При неизменной массе остается постоянным произведение  $\Omega R^2$ , и, значит, с уменьшением размера тела частота его вращения возрастает по закону

$$\Omega \propto R^{-2}. \quad (3.3)$$

Нейтронная звезда образуется путем сжатия центральной области, ядра звезды, исчерпавшей запасы ядерного топлива. Ядро успевает еще предварительно сжаться до размеров белого карлика,  $R \approx 10^7$  м. Дальнейшее сжатие до размера нейтронной звезды,  $R \approx 10^4$  м, означает уменьшение радиуса в тысячу раз. Соответственно в миллион раз должна возрасти частота вращения и во столько же раз должен уменьшиться его период. Вместо, скажем, месяца звезда совершает теперь один оборот вокруг своей

оси всего за три секунды. Более быстрое исходное вращение дает и еще более короткие периоды.

Сейчас известны не только пульсары, излучающие в радиодиапазоне, — их называют радиопульсарами, но и рентгеновские пульсары, излучающие регулярные импульсы рентгеновских лучей. Они тоже оказались нейтронными звездами; в их физике много такого, что роднит их с барстерами. Но и радиопульсары, и рентгеновские пульсары отличаются от барстеров в одном принципиальном отношении: они обладают очень сильными магнитными полями. Именно магнитные поля — вместе с быстрым вращением — и создают эффект пульсаций, хотя и действуют эти поля по-разному в радиопульсарах и пульсарах рентгеновских.

Мы расскажем сначала о рентгеновских пульсарах, механизм излучения которых более или менее ясен, а затем о радиопульсарах, которые изучены пока в гораздо меньшей степени, хотя они и открыты раньше рентгеновских пульсаров и барстеров.

### **Рентгеновские пульсары**

Рентгеновские пульсары — это тесные двойные системы, в которых одна из звезд является нейтронной, а другая — яркой звездой-гигантом. Известно около двух десятков этих объектов. Первые два рентгеновских пульсара — в созвездии Геркулеса и в созвездии Центавра — открыты в 1972 г. (за три года до обнаружения барстеров) с помощью американского исследовательского спутника «Ухуру» \*). Пульсар в Геркулесе посылает импульсы с периодом 1,24 с. Это период вращения нейтронной звезды. В системе имеется еще один период — нейтронная звезда и ее компаньон совершают обращение вокруг их общего центра тяжести с периодом 1,7 дня. Орбитальный период был определен в этом случае благодаря тому (случайному) обстоятельству, что «обычная» звезда при своем орбитальном движении регулярно оказывается на луче зрения, соединяющем нас и нейтронную звезду, и потому она заслоняет на время рентгеновский источник. Это возможно, очевидно, тогда, когда плоскость звездных орбит составляет лишь небольшой угол с лучом зрения. Рентгеновское излучение прекращается прибли-

---

\*) Спутник запущен с побережья Кении, и на языке суахили «ухуру» значит «свобода».

зительно на 6 часов, потом снова появляется, и так каждые 1,7 дня.

(Между прочим, наблюдение рентгеновских затмений для барстеров до последнего времени не удавалось. И это было странно: если орбиты двойных систем ориентированы в пространстве хаотически, то нужно ожидать, что из более чем трех десятков барстеров по крайней мере несколько имеют плоскости орбитального движения, приблизительно параллельные лучу зрения (как у пульсара

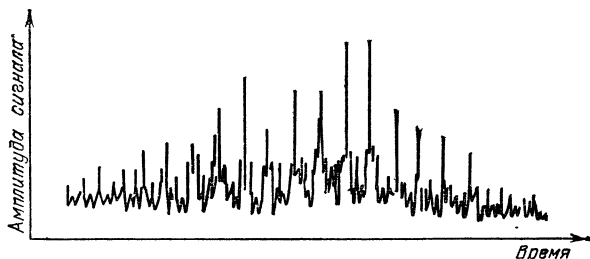


Рис. 18. Импульсы излучения от рентгеновского пульсара в созвездии Центавра. Постепенный рост, а затем падение амплитуды импульсов отражают изменение ориентации источника и приемника: сначала источник входит в поле зрения рентгеновского телескопа, а потом уходит из него; регистрируемый сигнал сильнее всего, когда источник находится в направлении оси телескопа.

в Геркулесе), чтобы обычная звезда могла периодически закрывать от нас нейтронную звезду. Только в 1982 г., т. е. через 7 лет после открытия барстеров, один пример затменного барстера был, наконец, обнаружен.)

Длительные наблюдения позволили установить еще один — третий — период рентгеновского пульсара в Геркулесе: этот период составляет 35 дней, из которых 11 дней источник светит, а 24 дня нет. Причина этого явления остается пока неизвестной.

Пульсар в созвездии Центавра имеет период пульсаций 4,8 с (рис. 18). Период орбитального движения составляет 2,087 дня — он тоже найден по рентгеновским затмениям. Долгопериодических изменений, подобных 35-дневному периоду пульсара в созвездии Геркулеса, у этого пульсара не находят.

Компаньоном нейтронной звезды в двойной системе этого пульсара является яркая видимая звезда-гигант с массой (10–20)  $M_{\odot}$ .

В большинстве случаев компаньоном нейтронной звезды в рентгеновских пульсарах является яркая голубая звезда-гигант. Этим они отличаются от барстеров, которые содержат слабые звезды-карлики. Но как и в барстерах, в этих системах возможно перетекание вещества от обычной звезды к нейтронной звезде, и их излучение тоже возникает благодаря нагреву поверхности нейтронной звезды потоком аккрецируемого вещества. Это тот же

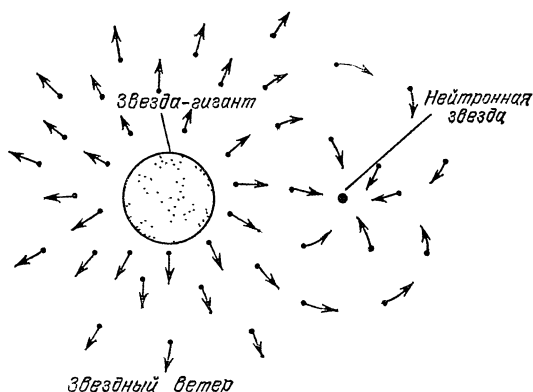


Рис. 19. Звездный ветер и аккреция в рентгеновском пульсаре.

физический механизм излучения, что и в случае фонового (не вспышечного) излучения барстера.

У некоторых из рентгеновских пульсаров вещество перетекает к нейтронной звезде в виде струи (как в барстерах — см. рис. 15). В большинстве же случаев звезда-гигант теряет вещество в виде звездного ветра — исходящего от ее поверхности во все стороны потока плазмы, ионизованного газа. (Явление такого рода наблюдается и у Солнца, хотя солнечный ветер и слабее — Солнце не гигант, а карлик.) Часть плазмы звездного ветра попадает в окрестности нейтронной звезды, в зону преобладания ее тяготения, т. е. в полость Роша нейтронной звезды, где и захватывается ее полем тяготения (рис. 19).

Однако при приближении к поверхности нейтронной звезды заряженные частицы плазмы начинают испытывать воздействие еще одного силового поля — магнитного поля нейтронной звезды-пульсара. Магнитное поле способно перестроить аккреционный поток, сделать его не сферически-симметричным, а направленным. Как мы сей-

час увидим, из-за этого и возникает эффект пульсаций излучения, эффект маяка.

Есть все основания полагать, что нейтронные звезды рентгеновских пульсаров обладают очень сильным магнитным полем, достигающим значений магнитной индукции  $10^8$ — $10^9$  Тл, что в  $10^{12}$ — $10^{13}$  раз больше среднего магнитного поля Солнца. Но такие поля естественно получаются в результате сильного сжатия при превращении обычной звезды в нейтронную. Согласно общим соотношениям электродинамики магнитная индукция  $B$  поля, силовые линии которого пронизывают данную массу вещества, усиливается при уменьшении геометрических размеров  $R$  этой массы:

$$B \propto R^{-2}. \quad (3.4)$$

Это соотношение следует из закона сохранения магнитного потока. Стоит обратить внимание на то, что магнитная индукция нарастает при сжатии тела точно так же, как и его частота вращения  $\Omega$ .

При уменьшении радиуса звезды от значения, равного, например, радиусу Солнца,  $R_\odot \approx 10^9$  м, до радиуса нейтронной звезды,  $R \approx 10^4$  м, магнитное поле усиливается на 10 порядков. Магнитное поле с индукцией  $B \approx 10^{-4}$  Тл, сравнимое с полем Солнца, считается более или менее типичным для обычных звезд; у некоторых «магнитных» звезд обнаружены поля в несколько тысяч раз большие, так что вполне можно ожидать, что определенная (и не слишком малая) доля нейтронных звезд действительно должна обладать очень сильным магнитным полем.

К такому заключению пришел советский астрофизик Н. С. Кардашев еще в 1964 г.

По своей структуре, т. е. по геометрии силовых линий, магнитное поле пульсара похоже, как можно ожидать, на магнитное поле Земли или Солнца (рис. 20): у него имеются два полюса, из которых в разные стороны расходятся силовые линии. Такое поле называют дипольным.

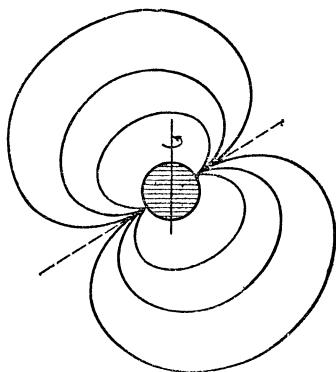


Рис. 20. Вращающаяся нейтронная звезда с дипольным магнитным полем, ось которого наклонена к оси вращения.

Вещество, аккрецируемое нейтронной звездой,— это звездный ветер, оно ионизовано, и поэтому взаимодействует при своем движении с ее магнитным полем. Известно, что движение заряженных частиц поперек силовых линий поля затруднено, а движение вдоль силовых линий происходит беспрепятственно. По этой причине аккрецируемое вещество движется вблизи нейтронной звезды практически по силовым линиям ее магнитного поля. Магнитное поле нейтронной звезды как бы создает воронки у ее магнитных полюсов, и в них направляется аккреционный поток. На такую возможность указали еще в 1970 г. советские астрофизики Г. С. Бисноватый-Коган и А. М. Фридман. Благодаря этому нагрев поверхности нейтронной звезды оказывается неравномерным: у полюсов температура значительно выше, чем на всей остальной поверхности.

Горячие пятна у полюсов имеют, согласно расчетам, площадь около одного квадратного километра; они и создают главным образом излучение звезды — ведь светимость очень чувствительна к температуре — она пропорциональна температуре в четвертой степени.

Как и у Земли, магнитная ось нейтронной звезды наклонена к ее оси вращения. Из-за этого возникает эффект маяка: яркое пятно то видно, то не видно наблюдателю. Излучение быстро вращающейся нейтронной звезды представляется наблюдателю прерывистым, пульсирующим. Этот эффект был предсказан теоретически советским астрофизиком В. Ф. Шварцманом за несколько лет до открытия рентгеновских пульсаров. На самом деле излучение горячего пятна происходит, конечно, непрерывно, но оно не равномерно по направлениям, не изотропно, и рентгеновские лучи от него не направлены все время на нас, их пучок вращается в пространстве вокруг оси вращения нейтронной звезды, пробегая по Земле один раз за период.

От рентгеновских пульсаров никогда не наблюдали вспышек, подобных вспышкам барстеров. С другой стороны, от барстеров никогда не наблюдали регулярных пульсаций. Почему же барстеры не пульсируют, а пульсары не вспыхивают?

Все дело, вероятно, в том, что магнитное поле нейтронных звезд в барстерах заметно слабее, чем в пульсарах, и потому оно не влияет сколько-нибудь заметно на динамику аккреции, допуская более или менее равномерный прогрев всей поверхности нейтронной звезды. Ее враще-

ние, которое может быть столь же быстрым, как и у пульсаров, не сказывается на рентгеновском потоке, так как этот поток изотропен.

С другой стороны, предполагают, что поле с магнитной индукцией  $B \approx 10^8$  Тл способно как-то — хотя, правда, и не вполне ясно пока, как именно, — подавлять термоядерные взрывы в приполярных зонах нейтронных звезд.

Различие в магнитном поле связано, вероятно, с различием возраста барстеров и пульсаров. О возрасте двойной системы можно судить по обычной звезде-компаньону. Нейтронные звезды в рентгеновских пульсарах имеют компаньонами яркие звезды-гиганты; в барстерах же компаньонами нейтронных звезд являются слабые по блеску звезды малых масс. Возраст ярких гигантов не превышает нескольких десятков миллионов лет, тогда как возраст слабых звезд-карликов может насчитывать миллиарды лет: первые гораздо быстрее расходуют свое ядерное топливо, чем вторые. Отсюда следует, что барстеры — это старые системы, в которых магнитное поле успело со временем в какой-то степени ослабнуть, а пульсары — это относительно молодые системы и потому магнитные поля в них сильнее. Может быть, барстеры когда-то в прошлом пульсировали, а пульсарам еще предстоит вспыхивать в будущем.

Известно, что самые молодые и яркие звезды Галактики находятся в ее диске, вблизи галактической плоскости. Естественно поэтому ожидать, что и рентгеновские пульсары с их яркими звездами-гигантами располагаются преимущественно у галактической плоскости. Их общее распределение по небесной сфере должно отличаться от распределения барстеров, старых объектов, которые — как и все старые звезды Галактики — концентрируются не к ее плоскости, а к галактическому центру. Наблюдения подтверждают эти соображения: рентгеновские пульсары действительно находятся в диске Галактики, в сравнительно узком слое по обе стороны галактической плоскости.

Такое же распределение на небе обнаруживают и пульсары, излучающие радиоимпульсы, — радиопульсары.

## Радиопульсары

Распределение радиопульсаров на небесной сфере (рис. 21) позволяет заключить прежде всего, что эти источники принадлежат нашей Галактике: они очевидным образом концентрируются к ее плоскости, служа-



щей экватором галактической координатной сетки. Объекты, которые никак не связаны с Галактикой, никогда не показали бы никакой преимущественной ориентации такого рода. Распределение по направлениям говорит в этом случае о реальном пространственном расположении источников: такая картина, как на рис. 21, может возникнуть лишь тогда, когда источники находятся в диске Галактики. Некоторые из них лежат заметно выше или ниже экватора; но они тоже расположены в диске, около

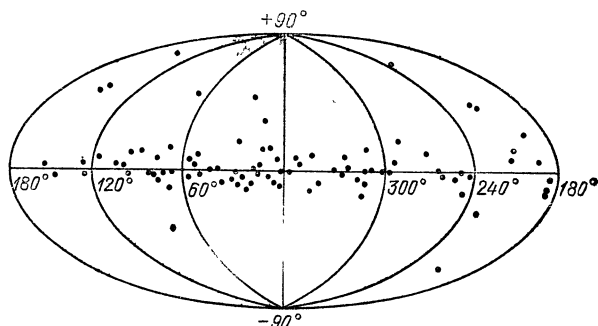


Рис. 21. Распределение пульсаров на небесной сфере (в галактических координатах). В отличие от барстеров (рис. 12), пульсары концентрируются не к центру галактики, а к ее плоскости.

плоскости Галактики, только ближе к нам, чем большинство остальных пульсаров. Ведь вместе с Солнцем мы находимся почти точно в галактической плоскости, и поэтому направление от нас на близкие объекты внутри хотя бы и узкого слоя может быть, вообще говоря, любым. Близких пульсаров сравнительно мало и они не затемняют общую картину.

Если радиопульсары располагаются вблизи галактической плоскости, среди самых молодых звезд Галактики, то разумно полагать, что и сами они являются молодыми. Об одном из них, пульсаре Крабовидной туманности, определенно известно, что он существует всего около тысячи лет — это остаток вспышки сверхновой 1054 года; его возраст значительно меньше времени жизни ярких звезд-гигантов,  $\sim 10$  миллионов лет, не говоря уже о звездах-карликах, средний возраст которых еще в 1000 раз больше.

Строгая периодичность следования импульсов, расположение в плоскости Галактики и молодость — все это сближает радиопульсары с рентгеновскими пульсарами. Но во многих других отношениях они резко отличаются друг от друга.

Дело не только в том, что одни испускают радиоволны, а другие — рентгеновские лучи. Важнее всего то, что радиопульсары — это одиночные, а не двойные звезды. Известно всего три радиопульсара, имеющих звезду-компаньона. У всех остальных, а их более трехсот пятидесяти, никаких признаков двойственности не замечается. Отсюда немедленно следует, что физика радиопульсаров должна быть совсем иной, чем у барстеров или рентгеновских пульсаров. Принципиально иным должен быть источник их энергии — это во всяком случае не аккреция.

Другой важнейший факт: спектр излучения радиопульсаров очень далек от какого-либо подобия универсальному чернотельному спектру, который характерен для излучения нагретых тел. Это означает, что излучение радиопульсаров никак не связано с нагревом нейтронной звезды, с температурой, с тепловыми процессами на ее поверхности.

Излучение электромагнитных волн, не связанное с нагревом тела, называют нетепловым. Такое излучение не редкость в астрофизике, физике и технике. Вот простой пример. Антенна радиостанции или телецентра — это проводник определенного размера и формы. В нем имеются свободные электроны, которые под действием специального генератора совершают согласованные движения вдоль проводника туда и обратно с заданной частотой. Так как электроны колеблются «в унисон», то и излучают они согласованно: все излучаемые в пространство электромагнитные волны имеют одинаковую частоту \*) — частоту колебаний электронов. Так что спектр излучения антенны содержит только одну частоту или длину волны.

Сведения о спектре излучения радиопульсаров удалось получить прежде всего благодаря наблюдениям самого яркого из них — пульсара Крабовидной туманности. Замечательно, что его излучение регистрируется во всех диапазонах электромагнитных волн — от радиоволн до гамма-лучей. Больше всего энергии он испускает именно в области гамма-лучей (так что пульсар вполне заслужи-

---

\*) Одинакова и их фаза: максимумы и минимумы всех волн совпадают.

вает названия гамма-пульсара); принимаемый гамма-поток  $\sim 10^{-11}$  Вт/м<sup>2</sup>. В рентгеновской области поток в 5—10 раз меньше:  $\sim 10^{-12}$  Вт/м<sup>2</sup>. В области видимого света он еще в десять раз меньше:  $\sim 10^{-13}$  Вт/м<sup>2</sup>. Слабее всего поток в радиодиапазоне:  $\sim 10^{-20}$  Вт/м<sup>2</sup>. Можно проверить, что ни при какой температуре излучение нагретого тела не может обладать таким распределением энергии по областям спектра.

Кроме пульсара Крабовидной туманности, «миллисекундного» пульсара в созвездии Лисички и еще одного пульсара в созвездии Парусов, все остальные радиопульсары регистрируются лишь благодаря излучению в радиодиапазоне. Не исключено, что они излучают и в других областях спектра — в видимом свете, в рентгеновских и гамма-лучах, подобно пульсару Крабовидной туманности (хотя, вероятно, и не так интенсивно, как он); но они находятся дальше от нас, а чувствительность существующих радиотелескопов выше чувствительности оптических, рентгеновских и гамма-телескопов.

Интересно, что уже и одних только данных о светимости пульсаров в радиодиапазоне — без каких-либо сведений об излучении на более коротких длинах волн — достаточно, чтобы убедиться в нетепловом, нечернотельном характере их излучения.

Расстояние до Крабовидной туманности известно:  $d = 2 \text{ кпк} = 6 \cdot 10^{19}$  м, поэтому с помощью данных о потоке излучения можно найти светимость пульсара. Полная светимость во всех диапазонах получается умножением полного потока на площадь сферы радиуса  $d$ :  $L = f \cdot 4\pi d^2 \approx 3 \cdot 10^{29}$  Вт. (В качестве потока  $f$  взят фактически поток в гамма-диапазоне.) Светимость этого пульсара приблизительно в тысячу раз больше светимости Солнца на всех длинах волн.

Здесь, однако нужно сделать одно замечание. Наша оценка была бы вполне справедлива, если бы пульсар излучал одинаково во всех направлениях. На самом деле его излучение не изотропно, оно обладает определенной направленностью. Мы не знаем, как выглядит луч этого «маяка»: какова его ширина и как ось вращения пульсара ориентирована относительно Земли. Поэтому учесть направленность излучения точно не удастся. Действительная светимость может быть, вообще говоря, и больше, и меньше, чем  $3 \cdot 10^{29}$  Вт. Неопределенность все же не катастрофически велика; скорее всего, она вносит в полученное значение множитель, лежащий в пределах от

$10^{-1}$  до  $10$ , так что значение светимости находится, вероятно, между  $3 \cdot 10^{27}$  и  $3 \cdot 10^{30}$  Вт.

Светимость среднего пульсара в радиодиапазоне оценивается — с той же неопределенностью — значением  $\sim 10^{19} - 10^{22}$  Вт.

### Источник энергии

Периодичность импульсов радиопулсара выдерживается с удивительной точностью. Это самые точные часы в природе. И все же для многих пульсаров удалось зарегистрировать и регулярные изменения их периодов. Конечно, это исключительно малые изменения и происходят они крайне медленно, так что регулярность следования импульсов нарушается лишь очень слабо. Характерное время изменения периода составляет для большинства пульсаров приблизительно миллион лет; это означает, что только за миллион лет можно ожидать заметного — скажем, вдвое — изменения периода.

Во всех известных случаях радиопулсары увеличивают, а не уменьшают свой период. Иными словами, их вращение замедляется со временем. Что-то тормозит вращение нейтронной звезды, на что-то тратится ее энергия вращения. Так не служит ли вращение источником, питающим излучение пульсара?

Чтобы это проверить, нужно сделать прежде всего энергетическую оценку. Если пульсар действительно излучает за счет вращения, то кинетическая энергия вращения должна обеспечивать наблюдаемую мощность излучения, его светимость. Ориентировочную оценку кинетической энергии вращения звезды можно получить по простой формуле  $E = \frac{1}{2} M v^2$ , где  $M$  — масса звезды,  $v$  — характерная скорость вращения, в качестве которой можно взять линейную скорость вращения на экваторе звезды:  $v = 2\pi R/P$ . При типичном периоде  $P = 1$  с и радиусе нейтронной звезды  $R = 10^4$  м находим  $E = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{1}{2} M (2\pi R/P)^2 \approx 3 \cdot 10^{39}$  Дж. Таков запас энергии вращения. Оценим теперь темп ее использования.

Если период пульсара увеличивается вдвое за время  $\tau$ , то за то же время кинетическая энергия вращения нейтронной звезды уменьшается в 4 раза (так как  $E \propto v^2 \propto P^{-2}$ ). Значит, за время  $\tau$  теряется  $\frac{3}{4}$  начального запаса энергии вращения. Средняя потеря энергии в единицу времени

$$W = E - \frac{1}{4}E/\tau \approx E/\tau \approx 10^{26} \text{ Вт.} \quad (3.5)$$

Мы приняли здесь в качестве  $\tau$  характерное время, равное одному миллиону лет ( $3 \cdot 10^{13}$  с), и воспользовались предыдущей оценкой энергии вращения  $E$ . Величина  $W$  — средняя мощность, связанная с расходом энергии вращения, что для типичного пульсара на несколько порядков выше его радиосветимости ( $\sim 10^{19} - 10^{22}$  Вт).

Для пульсара Крабовидной туманности, период которого составляет одну тридцатую секунды, оценку нужно сделать отдельно. У него и характерное время увеличения периода не миллион лет; как показывают наблюдения, оно сравнимо с его возрастом, т. е. близко к тысяче лет. В этом случае мощность  $W$  окажется в миллион раз больше, чем по соотношению (3.5); она превышает на несколько порядков полную светимость этого пульсара во всех диапазонах волн.

Можно, таким образом, сказать, что предположение о вращении как источнике энергии пульсара выдерживает первую проверку: кинетическая энергия вращения нейтронной звезды достаточно велика и она способна служить резервуаром, из которого излучение черпает свою энергию. При этом на излучение тратится только небольшая доля общего расхода энергии.

### Магнитно-дипольное излучение

Каким же образом энергия вращения превращается в энергию электромагнитных волн? Согласно идее, выдвинутой итальянским астрофизиком Ф. Пачини и английским теоретиком Т. Голдом, решающая роль в этом должна принадлежать магнитному полю нейтронной звезды. Как мы уже говорили, нейтронная звезда может обладать очень значительным магнитным полем. Скорее всего, поле имеет дипольный характер, а его ось наклонена к оси вращения нейтронной звезды, как и у рентгеновского пульсара (рис. 20).

Система силовых линий магнитного поля вращается с той угловой скоростью, с какой вращается сама нейтронная звезда. Соответствующая линейная скорость вращения возрастает пропорционально увеличению расстояния от оси вращения. Но на достаточном удалении от оси линейная скорость приближается к скорости света. Линейная скорость вращения силовых линий поля будет равна скорости света на расстоянии от оси, равном

$$R_c = \frac{1}{2\pi} cP. \quad (3.6)$$

( $P$  — период вращения нейтронной звезды.) Величину  $R_*$  называют радиусом светового цилиндра. При типичном периоде  $P=1$  с,  $R_*=5 \cdot 10^7$  м. Для пульсара Крабовидной туманности  $R_*=2 \cdot 10^8$  м. Для самого быстрого «миллисекундного» пульсара  $R_*=7 \cdot 10^4$  м, что всего в несколько раз превышает радиус нейтронной звезды.

Вне светового цилиндра магнитное поле вращающегося наклонного диполя уже не может оставаться тем же, что и внутри его. На световом цилиндре происходит превращение дипольного магнитного поля в электромагнитные волны, которые распространяются вовне, унося с собой определенную энергию. Эта энергия черпается из энергии вращения нейтронной звезды.

Такого рода магнитно-дипольное излучение давно изучено в электродинамике. Известно, что частота излученных волн равна частоте вращения магнитного диполя, длина волны равна радиусу светового цилиндра. Излучение волн тем интенсивнее, чем больше угол  $\theta$  между осью вращения и магнитной осью; при  $\theta=0$ , т. е. при параллельности этих осей, излучение отсутствует. Энергия, уносимая волнами в единицу времени, или мощность магнитно-дипольного излучения, дается соотношением

$$W_B = \frac{2\pi}{3c^2} \Omega^4 \frac{B^2}{\mu_0} R^6 \sin^2 \theta. \quad (3.7)$$

Здесь  $c$  — скорость света в вакууме,  $\mu_0=1,26 \cdot 10^{-6}$  Гн/м — магнитная постоянная,  $\Omega$ ,  $R$  — угловая частота и радиус нейтронной звезды,  $B$  — магнитная индукция у ее полюсов.

Каково должно быть магнитное поле нейтронной звезды, чтобы мощность магнитно-дипольного излучения  $W_B$  соответствовала потере энергии вращения при торможении  $W$ ? Эти величины совпадают, если (при  $P=1$  с,  $R=10^4$  м,  $\sin \theta \sim 1$ ) магнитная индукция  $B \approx 3 \cdot 10^8$  Тл. Такие поля действительно могут возникать из-за сильного сжатия вещества в ходе формирования нейтронной звезды (см. выше).

Итак, вращающаяся нейтронная звезда с наклонным магнитным полем способна излучать электромагнитные волны. При этом энергия ее вращения преобразуется в энергию излучения.

Но магнитно-дипольные волны — это отнюдь не то излучение, которое наблюдают у пульсаров: его частота слишком мала, а длина волны слишком велика — десятки и сотни километров. Магнитно-дипольные волны должны

претерпеть какие-то очень существенные превращения, прежде чем возникнет наблюдаемое излучение пульсаров. Эти превращения происходят, по-видимому, в магнитосфере пульсара — в окружающем нейтронную звезду вращающемся облаке заряженных частиц.

## Магнитосфера

Возможность и даже необходимость существования такого облака доказали американские астрофизики-теоретики П. Голдрайх и В. Джулиан. Они изучили электромагнитные явления, происходящие не на световом цилиндре, где рождается магнитно-дипольное излучение, а вблизи самой поверхности нейтронной звезды. Здесь намагниченная нейтронная звезда способна «работать» подобно динамомашине: ее вращение вызывает появление сильных электрических полей, а с ними и токов, т. е. направленных движений заряженных частиц.

Оценку напряженности электрического поля такого происхождения можно получить по формуле:

$$\mathcal{E} \approx \frac{v}{c} B, \quad (3.8)$$

где  $B$  — магнитная индукция,  $v$  — линейная скорость вращения нейтронной звезды у ее экватора.

На заряженную частицу с электрическим зарядом электрона  $e$  у поверхности нейтронной звезды это поле действует с силой  $e\mathcal{E}$ . Отношение электрической силы к силе тяжести, испытываемой электроном, очень велико:

$$e \frac{v}{c} B / \frac{GM_e}{R^2} \sim 10^{12} \quad (3.9)$$

(при  $v = \Omega R \approx 10^5$  м/с,  $B \approx 3 \cdot 10^8$  Тл,  $M \approx M_\odot$ ,  $R \approx 10^4$  м). Такая же оценка для протона показывает, что действующая на него электрическая сила в миллиард раз больше силы притяжения к нейтронной звезде.

Это означает, что силы тяготения совершенно несущественны для заряженных частиц по сравнению с электрическими силами у самой поверхности нейтронной звезды. Электрические силы здесь необычайно велики и они способны беспрепятственно управлять движением электронов и протонов: они могут отрывать их от поверхности нейтронной звезды, ускорять их, сообщая частицам огромные энергии.

Электрическая сила  $e\mathcal{E}$ , действующая в поле  $\mathcal{E}$  на частицу с зарядом  $e$ , совершает на пути  $l$  работу  $e\mathcal{E}l$ . Эта работа сообщает частице энергию  $\varepsilon \approx e\mathcal{E}l$ . Проходя в электрическом поле расстояние, сравнимое с радиусом нейтронной звезды (например, от экватора до одного из полюсов), частица приобретает энергию  $\varepsilon \approx e\mathcal{E}R \approx 1 \text{ Дж} \approx 10^{19} \text{ эВ}$  (при тех же, что и выше, значениях  $v$ ,  $B$  и  $R$ ).

Это действительно огромная энергия, на много порядков превышающая даже энергии покоя электрона ( $m_e c^2 \approx 10^{-14} \text{ Дж} \approx 600 \text{ кэВ}$ ) и протона ( $m_p c^2 \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \approx 10^9 \text{ эВ} = 1 \text{ ГэВ}$ ). Гигантская энергия частиц соответствует их скоростям движения, приближающимся к скорости света, а фактически совпадающим с ней.

Частицы высоких энергий, отрывающиеся от поверхности нейтронной звезды и ускоряемые сильным электрическим полем, создают поток, исходящий от нейтронной звезды и похожий на солнечный или звездный ветер. Магнитное поле увлекает этот поток во вращение вместе с нейтронной звездой. Так вокруг нее возникает расширяющаяся и вращающаяся магнитосфера \*).

Рождение и ускорение частиц, образующих магнитосферу, требует значительной энергии, которая черпается из кинетической энергии вращения нейтронной звезды. Теоретический анализ, проделанный П. Голдрайхом и В. Джулианом, показывает, что на это тратится приблизительно столько же энергии, сколько и на магнитно-дипольное излучение. При этом и само магнитно-дипольное излучение пополняет запас энергии магнитосферы: оно практически не выходит наружу и поглощается магнитосферой, передавая свою энергию ее частицам.

Нет сомнения, что именно в магнитосфере нейтронной звезды и разыгрываются многообразные физические процессы, определяющие все наблюдаемые проявления пульсара. Полной и исчерпывающей теории этих процессов пока нет; теория радиопульсаров находится в процессе развития, и даже на главные вопросы она еще не может дать законченного и убедительного ответа.

Нас прежде всего интересует, как возникает направленность в излучении пульсара, создающая этот естественный радиомаяк. Сейчас можно изложить лишь самую

---

\*) Это облако заряженных частиц способно существенно ослаблять (экранировать) электрическое поле, уменьшая величину  $\mathcal{E}$  в десятки и сотни раз. Из-за этого должна быть меньше и энергия частиц; но она все равно еще очень велика по сравнению с их энергией покоя.



предварительные соображения, не претендующие на строгую доказательность, но содержащие, тем не менее, ряд важных идей.

Вероятно, нужно исходить из того, что частицы высокой энергии, заполняющие магнитосферу пульсара, способны излучать электромагнитные волны очень высокой частоты, или, на квантовом языке, фотоны очень высокой энергии. Один из физических механизмов излучения связан с движением частиц в сильных магнитных полях. Частицы следуют главным образом вдоль магнитных силовых линий, а так как силовые линии изогнуты, движение частиц не может быть прямолинейным и равномерным. Отклонение же от прямолинейного и равномерного движения означает ускорение (или торможение) частицы и, следовательно, сопровождается излучением электромагнитных волн.

Согласно расчетам электромагнитные волны такого происхождения принадлежат к гамма-диапазону. В свою очередь гамма-фотоны способны рождать (в присутствии сильного магнитного поля) пары электронов и позитронов. Электроны и позитроны также излучают электромагнитные волны при своем движении в магнитном поле, а эти новые волны способны рождать новые пары частиц и т. д.

Такой каскад процессов развивается главным образом вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды, где сходятся магнитные силовые линии и поле особенно велико. Здесь формируются, как можно полагать, направленные потоки согласованно движущихся частиц, которые — как в антенне — излучают согласованно и направленно, создавая луч пульсара. Магнитная ось звезды не совпадает с ее осью вращения, и потому этот луч вращается подобно лучу маяка. Но как в действительности это происходит, еще предстоит выяснить.

Основная доля энергии вращения, теряемой нейтронной звездой, преобразуется не в наблюдаемое излучение пульсара, а в энергию частиц, ускоряемых в магнитосфере нейтронной звезды. Радиопульсары являются, таким образом, мощным источником частиц высоких энергий. Электроны высоких энергий, рождаемые пульсаром Крабовидной туманности, непосредственно проявляют себя в свечении туманности. Об этом речь впереди, а здесь стоит сказать несколько слов об эволюции и дальнейшей судьбе радиопульсаров.

С течением времени пульсар теряет свою энергию вращения и магнитную энергию, так что постепенно и часто-

та вращения, и магнитное поле нейтронной звезды убывают. Из-за этого уменьшается электрическое поле у поверхности звезды, снижается эффективность отрыва частиц и их ускорения. Рано или поздно частицы высоких энергий перестанут рождаться и радиоизлучение пульсара прекратится. Если бы радиопульсар составлял пару вместе с обычной звездой, он мог бы тогда превратиться в барстер, излучение которого питается аккреционным потоком, увлекаемым с поверхности звезды-компаньона. Но (за очень редким исключением, как говорилось) радиопульсары — это одиночные нейтронные звезды, а не члены тесных двойных систем. И тем не менее свечение, хотя и довольно слабое, все же может возникать. По мнению советского астрофизика А. И. Цыгана оно может быть обязано аккреции нейтрального межзвездного газа, сквозь который движется потухший радиопульсар. Излучению такого происхождения отвечает светимость  $\sim 10^{24}$  Вт, и большая часть испускаемых квантов принадлежит гамма-диапазону. Поиски таких бывших пульсаров, а ныне гамма-звезд — одна из интересных задач гамма-астрономии.

### Крабовидная туманность

Как заметил однажды И. С. Шкловский, астрономия состоит из двух частей — это Крабовидная туманность и все остальное. Изучение этого замечательного астрономического феномена оказалось чрезвычайно плодотворным для астрономии и астрофизики. На фотографиях она выглядит более или менее округлой размытой массой, на которую накладываются многочисленные протяженные волокна (рис. 9). Расстояние до нее — 2 кпк, радиус — 1 пк.

Туманность увеличивается каждую секунду на тысячу километров. Зная скорость расширения и размер, можно узнать, сколько времени это расширение продолжается:  $t \approx R/v \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ с} \approx 1000 \text{ лет}$ . Но именно таков возраст сверхновой, зафиксированной в 1054 г. на том же месте китайскими астрономами, которые отразили это событие в древних летописях. Оценка времени расширения послужила в свое время решающим аргументом в пользу понимания Крабовидной туманности как остатка вспышки сверхновой.

Крабовидная туманность излучает электромагнитные волны в непрерывном спектре, изученном сейчас в широ-

ком диапазоне — от метровых радиоволн до гамма-фотонов с энергией  $10^{12}$  эВ. Ее светимость в оптическом диапазоне  $\sim 3 \cdot 10^{29}$  Вт. Приблизительно такая же светимость в рентгеновском диапазоне и в тысячу раз меньшая в диапазоне радиоволн. Оценки светимости получены на основании измеренных потоков излучения в соответствующих интервалах частот и в предположении — в данном случае вполне разумном, что излучение туманности происходит более или менее изотропно.

Сопоставление сведений о светимости в различных областях спектра приводит к выводу о нетепловом, нечернотельном характере излучения.

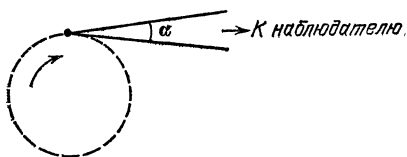


Рис. 22. Направленность излучения электрона высокой энергии, движущегося по кругу в магнитном поле. Излучение концентрируется в узком конусе с углом раствора  $\alpha = m_e c^2 / \epsilon$ .

Объяснение природы излучения Крабовидной туманности дано в 1953 г. Тогда имелись лишь сведения о потоках излучения в радиодиапазоне и в оптической области спектра. Опираясь на них, И. С. Шкловский выдвинул идею о том, что излуче-

ние Крабовидной туманности рождается при движении высокоэнергичных электронов в магнитных полях. Магнитные поля могут быть и не очень сильными ( $B \approx 10^{-7}$  Тл), но энергия электронов должна значительно превышать их энергию покоя:  $\epsilon \gg m_e c^2$ . Процессы излучения такого рода известны по экспериментам на синхротронах — крупных установках для ускорения электронов до больших энергий. В синхротроне электрон движется по круговой орбите под влиянием магнитного поля, перпендикулярного плоскости его орбиты. Так как движение по круговой орбите — это движение с ускорением, электрон непрерывно излучает электромагнитные волны. Такое излучение называют синхротронным.

Синхротронное излучение могут испускать любые заряженные частицы высокой энергии — например, протоны. Но это излучение тем интенсивнее, чем меньше — при той же энергии — масса частицы. Поэтому особая роль в этом процессе принадлежит электронам — самым легким заряженным частицам.

Когда энергия электрона много больше энергии покоя, излучение оказывается крайне анизотропным: он излу-

чают в направлении своего движения, как бы выталкивая фотоны вперед (рис. 22). Наблюдатель, находящийся в плоскости орбиты частицы, видит излучение, когда частица движется прямо на него; он регистрирует один короткий импульс за время оборота частицы по орбите.

Движение заряженной частицы в магнитном поле складывается в общем случае из двух перемещений: из кругового обращения поперек силовых линий поля и поступательного движения вдоль этих линий. Поэтому траекторией частицы является спиральная линия (рис. 23). Радиус орбиты определяется энергией частицы  $\varepsilon$  и магнитной индукцией поля  $B$ :

$$r_B = \varepsilon / eB, \quad \varepsilon \gg mc^2. \quad (3.10)$$

Частота обращения по этой орбите

$$\omega_B = c/r_B. \quad (3.11)$$

Как показали еще в 1945 г. советские физики Л. А. Арцимович и И. Я. Померанчук, в процессе синхротронного излучения каждый электрон испускает целый спектр электромагнитных волн различных частот. Все эти частоты представляют собой обертоны частоты обращения  $\omega_B$ ,

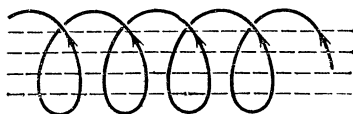
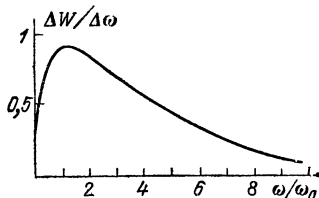


Рис. 23. Движение заряженной частицы в магнитном поле. Штриховые параллельные линии — силовые линии однородного магнитного поля.

Рис. 24. Спектр синхротронного излучения одной частицы. По вертикальной оси — мощность, излучаемая в единичном интервале частот (в относительных единицах).



так что каждая из волн имеет частоту  $\omega = \omega_B n$ , где  $n$  — целые числа. При больших  $n$  «частокол» частот настолько густ, что спектр фактически является непрерывным (рис. 24). Максимум в спектре синхротронного излучения частицы лежит именно на больших частотах вблизи значения частоты

$$\omega_0 = 0,5\omega_B (\varepsilon / mc^2). \quad (3.12)$$

В области максимума спектра, в интервале частот  $\Delta\omega$  от  $\omega_0 - 1/2\Delta\omega$  до  $\omega_0 + 1/2\Delta\omega$ , частица излучает с мощностью

$$\Delta W = 0,3 \frac{e^3 B}{mc^2} \Delta\omega. \quad (3.13)$$

Если взять здесь в качестве  $\Delta\omega$  величину, сравнимую с частотой  $\omega_0$ , то мощность  $\Delta W$  окажется приблизительно равной полной мощности излучения частицы на всех частотах.

Важной особенностью синхротронного излучения является его поляризация, т. е. определенная ориентация электрического поля волны. Вектор электрического поля в волне перпендикулярен магнитному полю и вектору скорости частицы. Так как мы регистрируем излучение, только когда частица движется прямо на нас, ее орбита видна нам «с ребра» как отрезок прямой линии. Вдоль этой линии и ориентирован электрический вектор волны. О такой ориентации вектора электрического поля говорят как о линейной поляризации.

Поляризация — отличительная особенность синхротронного излучения. Ею не обладает, например, тепловое чернотельное излучение нагретого тела. В тепловых процессах частицы излучают хаотически при случайных столкновениях друг с другом; в таких условиях нет никакого выделенного направления, вдоль которого могло бы ориентироваться поле излучаемой электромагнитной волны. В синхротронном же излучении, даже когда имеется не одна, а много частиц, движущихся вокруг параллельных линий магнитного поля, поляризация сохраняется. «Мигания» излучения отдельных частиц в направлении наблюдателя сливаются в непрерывный поток, но электрические векторы всех волн остаются строго ориентированными.

В 1950 г. шведские физики Х. Альвен и Н. Херлофсон высказали предположение, что синхротронный механизм излучения может действовать в астрономических условиях, когда электроны высоких энергий ( $\epsilon \gg m_e c^2$ ) движутся в космических магнитных полях. Предположение нашло дальнейшее развитие в работах И. С. Шкловского и В. Л. Гинзбурга, давших на этой основе объяснение целому ряду важнейших астрофизических явлений. Крабовидная туманность была одним из первых объектов, природа свечения которых оказалась разгаданной благодаря идее синхротронного излучения. Решающим аргументом стало обнаружение линейной поляризации ее оптического и радиоизлучения.

Излучение Крабовидной туманности складывается из излучения всех имеющихся в ней электронов. Энергии электронов различны, и потому спектр туманности не похож на спектр одной частицы; он образуется путем сложения спектров отдельных электронов, каждый из

которых вносит вклад в соответствии со своей энергией (рис. 25). Как видно из соотношения (3.13), чем больше энергия электрона, тем выше частоты, на которых он главным образом излучает.

Принимая вслед за И. С. Шкловским, что магнитное поле туманности характеризуется индукцией  $B \approx 10^{-7}$  Тл, можно найти, что излучение в метровом диапазоне радиоволн создается в основном электронами с энергией  $\varepsilon \approx 10^{-10}$  Дж  $\approx 10^9$  эВ. Действительно, метровому диапазону

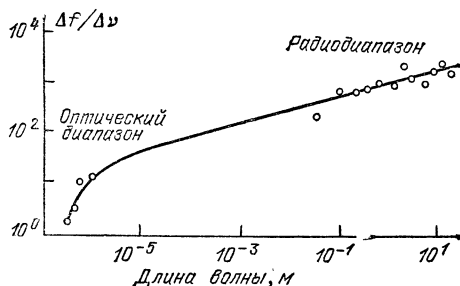


Рис. 25. Спектр Крабовидной туманности (по И. С. Шкловскому, 1953 г.). Точки — наблюдательные данные. По вертикальной оси — поток, приходящий на единичный интервал циклических частот (в единицах  $10^{-26}$  Вт/(м<sup>2</sup>·Гц)). Циклическая частота  $\nu$  связана с угловой частотой  $\omega$  соотношением  $\omega = 2\pi\nu$ . Циклическая частота измеряется в герцах (Гц). По обеим осям логарифмическая шкала.

отвечает (угловая) частота электромагнитных волн  $\omega \approx 10^{10}$  рад/с. Эта частота совпадает с частотой максимального излучения  $\omega_0$ , если (при  $B \approx 10^{-7}$  Тл) энергия  $E$  имеет указанное значение.

Далее, из формулы (3.13) легко установить, что каждый электрон с энергией  $\varepsilon \approx 10^{-10}$  Дж  $\approx 10^9$  эВ излучает в радиодиапазоне с мощностью  $\Delta W \approx 10^{-22}$  Вт (принимая для оценки, что  $\Delta\omega \approx \omega_0$ ).

Наблюдаемая светимость Крабовидной туманности в этом диапазоне составляет приблизительно  $3 \cdot 10^{26}$  Вт. Деля последнюю величину на мощность излучения одного электрона, находим полное число электронов данной энергии во всем объеме туманности:  $\sim 3 \cdot 10^{48}$ . Их суммарная энергия  $\sim 3 \cdot 10^{38}$  Дж.

Точно так же нетрудно оценить характерную энергию электронов, создающих излучение в других областях спектра туманности, подсчитать их число и полную со-

Таблица 2

Диапазон излучения	Светимость туманности, Вт	Энергия электрона, эВ	Мощность излучения электрона, Вт	Число электронов данной энергии	Полная энергия электронов, Дж
Радиоволны	$3 \cdot 10^{26}$	$10^9$	$10^{-22}$	$3 \cdot 10^{48}$	$3 \cdot 10^{38}$
Видимый свет	$3 \cdot 10^{29}$	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{-18}$	$10^{47}$	$10^{40}$
Рентгеновское излучение	$3 \cdot 10^{29}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$10^{43}$	$2 \cdot 10^{37}$

держашуюся в них энергию. Эти числа приведены в табл. 2. (Нужно только учесть, что часть фотонов синхротронного излучения может при определенных условиях испытать поглощение в самой туманности и не выйти из нее. Поэтому приведенные в таблице оценки числа частиц и их энергии являются минимальными.)

Посмотрим, о чем говорят нам сведения табл. 2. Как видно из последнего столбца, больше всего энергии содержится в электронах с энергией  $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{11}$  эВ, создающих оптическое, видимое глазом излучение. Ими фактически определяется полная энергия всех частиц туманности  $\sim 10^{40}$  Дж. По числу же преобладают электроны меньших энергий, создающие радиоизлучение туманности.

Данные о числе частиц различных энергий позволяют составить представление об энергетическом спектре электронов, т. е. об их распределении по энергиям. Распределение принято описывать отношением  $\Delta N / \Delta \epsilon$ , где  $\Delta N$  — число частиц с энергией между  $\epsilon$  и  $\epsilon + \Delta \epsilon$ . Четвертый столбец таблицы дает нам величину  $-\Delta N$  для трех значений энергии (причем принято, что  $\Delta \epsilon \sim \epsilon$ ). Зависимость отношения  $\Delta N / \Delta \epsilon$  от энергии  $\epsilon$  на основании этих данных можно описать приближенной формулой:

$$\Delta N / \Delta \epsilon \propto \epsilon^{-\alpha}, \quad (3.14)$$

где значение показателя  $\alpha$  заключено в пределах между 2 и 3. Это, конечно, довольно грубая степенная аппроксимация, но она правильно отражает качественный характер энергетического распределения электронов: их спектр является падающим, т. е. число частиц убывает с ростом энергии.

Таблица позволяет также узнать, достаточно ли запаса энергии, содержащейся в электронах, чтобы обеспечить

светимость туманности в течение всего времени ее существования. Полная энергия частиц  $\sim 10^{40}$  Дж, а полная светимость туманности, т. е. скорость расходования энергии,  $\sim 10^{30}$  Вт. Делением первой величины на вторую получим оценку времени, в течение которого туманность израсходует запасенную в ней энергию; как видим, это произойдет за  $10^{10}$  с, или за 300 лет. Это вдвое меньше возраста Крабовидной туманности. Отсюда следует вывод, что внутри туманности должен существовать источник, способный постоянно пополнять ее запасы электронов высокой энергии, иначе эти запасы давно бы уже иссякли.

На основании данных таблицы можно получить представление о том, в каком темпе должны поставляться в туманность частицы разных энергий. Посмотрим, например, как долго могут излучать электроны, создающие рентгеновское излучение туманности. Каждый из них имеет энергию  $\sim 2 \cdot 10^{13}$  эВ  $\approx 3 \cdot 10^{-6}$  Дж и расходует ее на излучение с мощностью  $2 \cdot 10^{-14}$  Вт. Значит, данный электрон может излучать в течение времени  $3 \cdot 10^{-6}$  Дж /  $2 \cdot 10^{-14}$  Вт  $\approx 10^8$  с  $\approx 3$  года. Это очень мало по сравнению с возрастом туманности.

Оценка времени высвечивания для электронов, создающих оптическое излучение, дает величину в несколько сотен лет. Время высвечивания электронов, излучающих в радиодиапазоне, еще больше — несколько сотен тысяч лет.

Итак, «отключение» источника электронов высоких энергий повлекло бы за собой исчезновение рентгеновской светимости туманности уже через несколько лет; через несколько сотен лет прекратилось бы ее оптическое излучение; только в радиодиапазоне туманность светилась бы без всяких изменений еще довольно продолжительное время, существенно превышающее ее современный возраст.

Другими словами, частицы самых высоких энергий ( $\epsilon \geq 10^{13}$  эВ) должны обновляться в туманности за несколько лет; частицы средних энергий ( $\epsilon \approx 10^{12}$  эВ) сменяются за несколько сотен лет и лишь частицы более низких энергий ( $\epsilon \leq 10^8$  эВ) могли бы существовать в туманности изначально, будучи рожденными, например, в том же процессе вспышки сверхновой, который породил саму туманность и пульсар в ее центре.

Откуда же берутся частицы самых высоких энергий? Несомненно, их поставляет пульсар.



Открытие в 1968 г. пульсара Крабовидной туманности было вместе с тем и открытием источника высокоэнергичных электронов, создающих синхротронное излучение туманности. Естественно считать, что частицы высоких энергий, рождающиеся у поверхности нейтронной звезды и образующие магнитосферу пульсара, — это те самые частицы, которые постоянно пополняют и возобновляют запас электронов в окружающем пульсар объеме туманности. Как мы видели, большая часть энергии, отбираемая у вращающейся нейтронной звезды через ее магнитное поле, переходит в энергию частиц. Мощность, вкладываемая в частицы  $W \approx \dot{W}_v \approx 10^{31}$  Вт, вполне достаточна для обеспечения светимости туманности на наблюдаемом уровне,  $\sim 10^{30}$  Вт.

Но этим роль релятивистских частиц, рождаемых пульсаром, не ограничивается. Возможно, пульсар Крабовидной туманности, а также и другие радиопульсары, выбрасывают частицы в межзвездное пространство, где они проявляют себя как космические лучи.

### Пульсары и космические лучи

Еще в 1934 г. В. Бааде и Ф. Цвикки указали на возможную связь между вспышками сверхновых, нейтронными звездами и космическими лучами — частицами высоких энергий, приходящими на Землю из космического пространства.

Космические лучи были открыты более 60 лет назад и с тех пор служат предметом тщательного изучения. Интерес к ним связан прежде всего с возможностью использовать их для исследования взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях, недостижимых в лабораторных ускорительных устройствах. Наибольшая энергия частицы, зарегистрированная в космических лучах, —  $10^{20}$  эВ  $\approx 10$  Дж, тогда как на лучших современных ускорителях достигаются энергии около  $10^{12}$  эВ — на 8 порядков меньше.

Частицы высоких энергий, приходящие к Земле из межпланетного и межзвездного пространства, порождают в земной атмосфере новые, вторичные частицы, тоже обладающие немалыми энергиями. Но более всего интересны, очевидно, исходные, первичные частицы. Они представляют собою главным образом протоны; среди них имеются в небольшом числе и атомные ядра таких элементов, как гелий, литий, бериллий, углерод, кислород

и т. д., вплоть до урана. Кроме редких случаев экстремально больших энергий, энергии в космических лучах в расчете на один нуклон (протон или нейтрон) не превышают  $10^{13}$ – $10^{15}$  эВ.

Распределение частиц космических лучей по энергии характеризуют энергетическим спектром. Пусть  $\Delta F(\epsilon)$  — плотность потока, т. е. число частиц с энергиями от  $\epsilon$  до  $\epsilon + \Delta\epsilon$ , приходящих в единицу времени на единицу площади приемника. Тогда, согласно наблюдениям, отношение  $\Delta F(\epsilon)/\Delta\epsilon$  представляется в виде степенной функции энергии:

$$\Delta F(\epsilon)/\Delta\epsilon \propto \epsilon^{-\gamma}. \quad (3.15)$$

Показатель  $\gamma = 2,6$ – $2,7$  для широкого интервала энергий от  $10^{10}$  до  $10^{15}$  эВ. (Стоит обратить внимание на то, что по нашим оценкам показатель степени в спектре электронов Крабовидной туманности тоже лежит между 2 и 3.)

Средняя концентрация частиц космических лучей в межзвездном пространстве нашей Галактики оценивается величиной  $\sim 10^{-4}$  м $^{-3}$ . Средняя энергия частицы  $\sim 10^{-9}$  Дж  $\approx 10^{10}$  эВ. Плотность энергии космических лучей, т. е. энергия частиц в единице объема,  $\sim 10^{-13}$  Дж/м $^3$ . Последняя величина сравнима с плотностью энергии магнитного поля Галактики и близка к средней плотности кинетической энергии хаотических движений облаков межзвездного газа.

Электронов в космических лучах не более 1–2%. Их спектр представляется степенной функцией, как и у протонов, с близким по значению показателем,  $\gamma \approx 3$ , для изученного интервала энергий электронов от  $10^{10}$  до  $10^{12}$  эВ.

Поток космических лучей изотропен — они приходят к Земле равномерно со всех сторон (кроме, конечно, частиц, испускаемых Солнцем).

Космические лучи, распространяясь в межзвездных магнитных полях, способны создавать синхротронное излучение. При наблюдаемом значении магнитного поля в диске нашей Галактики,  $B \approx 3 \cdot 10^{-10}$  Тл, электроны с энергией  $E \approx 10^9$ – $10^{11}$  эВ излучают главным образом в радиодиапазоне. Чтобы в этом убедиться, достаточно вычислить частоту  $\omega_0$ , соответствующую максимуму спектра синхротронного излучения при указанных значениях  $B$  и  $\epsilon$ .

Общее радиоизлучение Галактики известно с конца 40-х годов. Его мощность составляет  $10^{31}$  Вт. Напомним, что мощность оптического излучения Галактики  $10^{37}$  Вт

эквивалентна свету приблизительно  $10^{11}$  солнц. Однако радиомощность Галактики несравненно больше радиомощности  $10^{11}$  солнц (радиосветимость Солнца  $\sim 10^{10}$  Вт).

Объяснение общего радиоизлучения Галактики как синхротронного излучения электронов космических лучей предложено В. Л. Гинзбургом в 1950—1951 гг.

Основной вопрос физики космических лучей с самого начала ее развития — природа их высокой энергии. Он до сих пор еще не решен. Обсуждается целый ряд интересных возможностей: ускорение частиц в межзвездных магнитных полях (как это предполагал еще в 40-е годы Э. Ферми), в оболочках, сбрасываемых при вспышках сверхновых (эта идея развивается сейчас многими авторами), в ядре Галактики или даже вне ее — в квазарах. Открытие пульсаров, анализ их электродинамики, данные о частицах высокой энергии в Крабовидной туманности, получаемые из анализа ее синхротронного излучения, — все это указывает на пульсары как на эффективный источник космических лучей. Давняя идея В. Бааде и Ф. Цвикки о единстве происхождения нейтронных звезд и космических лучей приобретает сейчас новые основания.

## УДИВИТЕЛЬНАЯ ДВОЙНАЯ ЗВЕЗДА

Мощные струи газа, бьющие в противоположные стороны со скоростями, близкими к скорости света, — таков удивительный источник оптического, радио- и рентгеновского излучений SS 433, открытый в 1978 г. Скорее всего, это тесная двойная система, в которой компаньоном обычной звезды является компактный объект — нейтронная звезда, а возможно, и черная дыра. Струи истекают из окрестности компактного объекта, но механизм их выброса и вся их динамика — а струи к тому же еще прецессируют — остаются целиком загадочными.

У этого источника нет пока иного названия, кроме номера 433 по каталогу Стефенсона и Сандулека (от этих имен буквы SS). Нечто подобное релятивистским струям SS 433 наблюдается в явлениях гораздо большего масштаба — в гигантских радиогалактиках и квазарах.

### Эмиссионный спектр

В 1977 г. Б. Стефенсон и Н. Сандулек опубликовали список звезд, замечательных тем, что в их спектрах имелись яркие эмиссионные линии. Дальнейшее изучение показало, что одна из этих звезд, невидимая простым глазом звезда под номером 433 в районе созвездия Орла вблизи центральной плоскости Галактики, выделяется необычайным обилием эмиссионных линий. В ее спектре имеются яркие эмиссионные линии водорода, гелия, некоторых других элементов. Но около каждой из этих линий находится по две дополнительные эмиссионные линии несколько меньшей интенсивности — одна слева, а другая справа.

Это особенно четко видно в линиях атома водорода (серии Бальмера) — самых сильных из всех эмиссионных линий SS 433 — см. рис. 26. На рисунке дополнительные линии, лежащие слева от основной, т. е. в сторону голубого края спектра, отмечены буквой *B* — от слова blue —

голубой; будем называть их голубыми линиями-спутниками. Дополнительные линии, лежащие справа от основной, т. е. в сторону красного края спектра, отмечены буквой *R* — от слова red — красный, будем называть их красными линиями-спутниками. Можно заметить, что линии-спутники расположены относительно основных в строгом

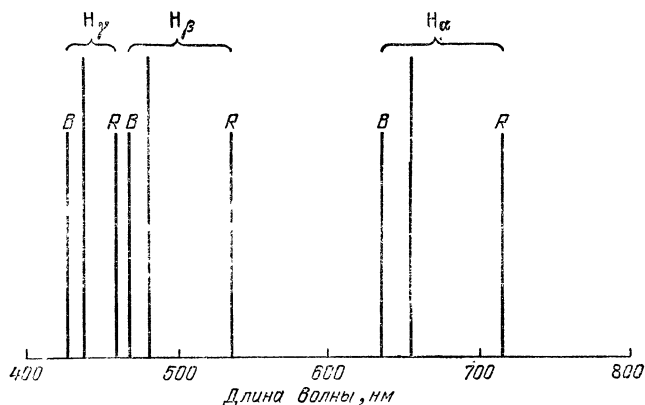


Рис. 26. Положение трех эмиссионных линий водорода (серии Бальмера) в спектре SS 433 в июле 1978 г. Буквами *B* и *R* отмечены соответственно голубые и красные линии — спутники каждой из основных линий.

порядке. Именно на шкале длин волн каждая голубая линия-спутник отстоит от основной на отрезок, который пропорционален длине волны основной линии:

$$\Delta\lambda_{iB} = z_B\lambda_i. \quad (4.1)$$

Здесь  $\Delta\lambda_{iB} = \lambda_{iB} - \lambda_i$  — разность длин волн голубой линии-спутника и основной линии; индекс «*i*» пробегает значения  $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ , которыми различаются линии в спектральной серии, так что приведенное соотношение содержит столько уравнений, сколько имеется основных линий (на рис. 26 показаны три основных линии); коэффициент пропорциональности  $z_B$  одинаков и отрицателен по знаку для всех голубых линий-спутников.

То же и с красными линиями-спутниками:

$$\Delta\lambda_{iR} = z_R\lambda_i. \quad (4.2)$$

Здесь столько уравнений, сколько значений пробегает

индекс «i»; значение  $z_R$  одинаково для всех красных линий-спутников и положительно по знаку; по абсолютной величине  $z_B$  и  $z_R$  не совпадают между собой:  $z_R > |z_B|$ .

Фактически в спектре SS 433 имеются три системы спектральных линий: одна система на своем стандартном месте на шкале длин волн — это система основных линий — и две другие системы линий, смещенные относительно стандартного положения в голубую и красную стороны. Это смещение представляет собой не просто сдвиг линий с сохранением их относительных положений (т. е. расстояний между ними на шкале длин волн), а сдвиг с изменением относительных положений, так как, согласно (4.1) и (4.2), сдвиг каждой дополнительной линии от основной тем больше, чем больше длина волны основной линии.

Смещения спектральных линий сами по себе не новость в астрономии. Более полувека назад пулковский астроном А. А. Белопольский наблюдал смещение линий в спектрах звезд и по величине и знаку смещения определял лучевые скорости звезд, т. е. скорости вдоль луча зрения. Смещение линий от их стандартного положения служат для астрономов безошибочным указанием на то, что источник излучения движется относительно наблюдателя. Изменение длин волн и частот излучаемого света, вызываемое относительным движением источника и приемника света, носит название эффекта Доплера.

## Эффект Доплера

Эффект Доплера возможен при любом волновом или периодическом движении. Он знаком всем по примеру с поездом, когда гудок поезда кажется более высоким по тону при приближении поезда и низким — при удалении. Воспринимаемая ухом частота звуковых волн больше при приближении и меньше при удалении источника звука. То же и с электромагнитными волнами. Хотя полной аналогии и нет. Дело в том, что звуковые волны распространяются только в среде, а электромагнитные волны могут распространяться и в пустоте. Поэтому в акустике различают движения источника и приемника звука относительно среды, а для электромагнитной волны существенно лишь относительное движение источника и приемника, т. е. только изменение расстояния между ними. Кроме того, электромагнитные волны распространяются в пустоте с максимально возможной скоростью,

со скоростью света  $c$ , тогда как скорость звука определяется свойствами среды, по которой он распространяется.

Покажем, как можно получить формулы, описывающие эффект Доплера для света. Допустим, имеется источник, который посылает нам короткие импульсы, вспышки света. Эти импульсы регистрируются приемником света, и мы будем фиксировать моменты испускания и прихода импульсов. Пусть один импульс испущен в момент  $\tilde{t}_1$  и достиг нас в момент  $t_1$ , а следующий за ним испущен

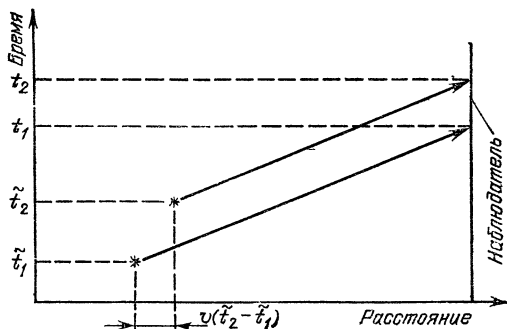


Рис. 27. К эффекту Доплера.

в момент  $\tilde{t}_2$  и принят в момент  $t_2$ . В первом случае свет распространялся в течение времени  $t_1 - \tilde{t}_1$  и прошел путь  $c(t_1 - \tilde{t}_1)$ ; во втором случае время распространения  $t_2 - \tilde{t}_2$  и путь  $c(t_2 - \tilde{t}_2)$ . Если источник покоится относительно нас и расстояние до него не меняется, то, очевидно, оба пути света равны. Если же источник движется, то пути различны: приближение источника сокращает путь света, а удаление увеличивает.

Рассмотрим сначала случай приближающегося источника (рис. 27). Если он движется по направлению к нам со скоростью  $v$ , то вторая вспышка будет испущена в точке, которая на отрезок пути  $v(\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1)$  ближе:

$$c(t_1 - \tilde{t}_1) - c(t_2 - \tilde{t}_2) = v(\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1). \quad (4.3)$$

Перепишем это уравнение в несколько ином виде:

$$(t_2 - t_1) = (\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1)(1 - v/c). \quad (4.4)$$

Представим себе теперь, что мы следим не за отдельными вспышками, а за непрерывно испускаемыми волна-

ми. Тогда мы можем выбрать моменты испускания  $\tilde{t}_1$  и  $\tilde{t}_2$  так, чтобы промежуток времени между ними равнялся периоду испускаемой волны  $\tilde{P}$ :  $\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1 = \tilde{P}$ . А период принимаемой волны  $P$  выразится через  $t_1$  и  $t_2$ :  $t_2 - t_1 = P$ .

Тогда из уравнения (4.4) получаем следующую связь между  $P$  и  $\tilde{P}$ :

$$P = \tilde{P}(1 - v/c). \quad (4.5)$$

Мы видим, что принимаемый период меньше периода испущенной волны.

Если источник не приближается, а удаляется, в последней формуле нужно, очевидно, изменить знак перед скоростью на обратный. Это дает возрастание периода колебаний. При произвольной ориентации движения источника скорость  $v$  в последнем соотношении нужно, как легко видеть, заменить произведением  $v \cos \vartheta$ , где  $\vartheta$  — угол между направлением движения источника и направлением распространения волны (т. е. лучом зрения):

$$P = \tilde{P}[1 - (v/c) \cos \vartheta]. \quad (4.6)$$

Под величиной  $v$  здесь нужно понимать абсолютную величину вектора скорости, а  $v \cos \vartheta$  — лучевая скорость, т. е. проекция скорости на луч зрения.

Полученная формула (4.6) довольно проста, но в действительности она имеет столь простой смысл лишь тогда, когда скорость движения источника очень мала по сравнению со скоростью света:  $v \ll c$ . Если это условие не выполнено, в игру вступают новые физические явления, релятивистские эффекты, в которых проявляются свойства относительности времени и пространства, изучаемые теорией относительности. Очень важно, что при больших скоростях, сравнимых со скоростью света (а именно с этим случаем мы и встретимся в источнике SS 433), показания движущихся и покоящихся часов не совпадают.

В наших рассуждениях, приведших к формуле (4.6), подразумевалось, что регистрация моментов времени производится по часам астронома-наблюдателя, который принимает излучение, приходящее к нему от движущегося источника света. По этим часам был измерен период принимаемой волны  $P$ . По тем же часам измерялся и период испущенной волны  $\tilde{P}$ . Но между этими двумя измерениями имеется существенная разница. Одно измерение производилось там, где происходило интересующее нас событие: приход света регистрировался по часам, находящимся тут же у приемника. Другое же измерение произ-



водилось вдали от места, где происходило событие: моменты испускания света регистрировались по часам, находящимся не у источника, а у приемника. Величина  $\bar{P}$  — это период испущенной волны, измеренный по часам приемника.

Какой период испущенной волны показали бы часы, находящиеся на самом источнике? Согласно теории относительности движущиеся часы всегда идут медленнее неподвижных; промежуток времени между какими-то двумя событиями, измеренный движущимися часами, будет в отношении «релятивистского корня»  $\sqrt{1 - (v/c)^2}$  меньше, чем промежуток времени между теми же событиями, измеренный по покоящимся часам. Поэтому часы, движущиеся вместе с источником света, покажут меньший период испущенной волны, чем часы покоящегося наблюдателя:

$$P_0 = \bar{P} \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (4.7)$$

$P_0$  — это и есть период испущенной волны, измеренный по часам источника.

Время, отсчитываемое по часам, движущимся вместе с данным телом, называется собственным временем этого тела. Промежуток собственного времени движущегося тела всегда короче соответствующих промежутков времени, измеренных по неподвижным часам.

Пользуясь релятивистской формулой (4.7), можно, наконец, записать окончательную формулу эффекта Доплера, в которой период принимаемых волн  $P$  выражен через собственный период  $P_0$  источника:

$$P = P_0 \frac{1 - (v/c) \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (4.8)$$

От периода легко перейти к длине волны  $\lambda = cP$  и частоте  $\omega = 2\pi/P$  колебаний:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 - (v/c) \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad (4.9)$$

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c) \cos \vartheta}. \quad (4.10)$$

Здесь  $\lambda_0 = cP_0$  и  $\omega_0 = 2\pi/P_0$  — длина волны и частота света, измеренные по собственным часам источника. Когда в лаборатории измеряется период колебательного процесса, то для этого используются лабораторные часы, показываю-

щие, очевидно, собственное время источника колебаний, находящегося тут же. Поэтому измеряемый в лаборатории период — это период собственного времени источника. И когда выше мы говорили о частотах и длинах волн испускаемого атомами света, мы, естественно, имели в виду лабораторные величины, т. е. величины, измеренные в собственном времени. Им отвечают «стандартные» положения линий в спектре источника.

Из формулы (4.9) видно, что длина волны в излучении движущегося источника возрастает и, следовательно, линия в спектре смещается к его красному концу, как благодаря удалению источника, так и из-за релятивистского эффекта замедления времени. Уменьшение длины волны и сдвиг линии в более голубую область спектра связаны с приближением источника, но результат ослабляется из-за замедления времени; можно видеть, что замедление времени способно даже полностью ликвидировать эффект приближения при определенном соотношении между скоростью  $v$  и углом  $\vartheta$ .

Смещение линий в спектрах характеризуют уже знакомой нам величиной  $z = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$ , называемой, как это принято, красным смещением ( $\lambda_0$  — стандартная длина волны,  $\lambda$  — смещенная длина волны). Смещение действительно является красным, когда величина  $z$  положительна. Когда величина  $z$  отрицательна, это означает сдвиг в голубую часть спектра. Таким образом, на основании (4.9) можно написать

$$1 + z = \frac{1 - (v/c) \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (4.11)$$

Эта формула и послужит нам для расшифровки сложного спектра источника SS 433.

### Движущиеся линии

Тот факт, что в спектре SS 433 имеются три системы спектральных линий, означает, что в нем имеются и три излучающие области: одна из них не движется относительно нас, а две другие движутся в разные стороны вдоль луча зрения. Чтобы получить представление о скоростях этих движений, воспользуемся данными, которые астрономы получили в наблюдениях лета 1978 г., когда началось изучение источника SS 433.

Измеренные тогда значения  $z_B$  и  $z_R$  составляли:  $z_B = -0,02$ ,  $z_R = 0,1$ .

На основании формулы эффекта Доплера (4.11) находим для приближающейся к нам области

$$\frac{1 - (v_B/c) \cos \vartheta_B}{\sqrt{1 - (v_B/c)^2}} = 1 + z_B = 0,98. \quad (4.12)$$

Это соотношение содержит две неизвестные величины — полную скорость движения области  $v_B$  и ее проекцию на луч зрения  $v_B \cos \vartheta_B$ . Если допустить, что отношение  $(v/c)^2$  мало по сравнению с единицей, то лучевая скорость  $v_B \cos \vartheta_B = 0,02 c = 6000$  км/с.

Это довольно большая скорость, если сравнить ее со скоростями движения звезд в Галактике; последние не превышают нескольких сотен километров в секунду. В пределах 100—300 км/с лежат лучевые скорости звезд, найденные А. А. Белопольским, а за ним и другими наблюдателями. Для движения звезд пренебрежение величиной  $(v/c)^2$  в знаменателе формулы эффекта Доплера вполне оправдано. В случае SS 433 речь явно идет о гораздо более быстром движении излучающей области, чем обычные движения звезд Галактики. Этим и полезна оценка лучевой скорости; но даваемое ею конкретное значение лучевой скорости следует все же принимать с осторожностью, помня, что оно получено в предположении  $(v/c)^2 \ll 1$ . В нашем распоряжении нет никаких независимых данных об угле  $\vartheta_B$ , и единственным строгим результатом должно считаться соотношение (4.12), связывающее этот угол со скоростью  $v_B$ .

Для удаляющейся от нас области излучения имеем

$$\frac{1 - (v_R/c) \cos \vartheta_R}{\sqrt{1 - (v_R/c)^2}} = 1 + z_R = 1,1. \quad (4.13)$$

В том же предположении  $(v/c)^2 \ll 1$  находим лучевую скорость  $v_R \cos \vartheta_R = -0,1 c = -30\,000$  км/с. Лучевая скорость отрицательна, что и соответствует удалению источника, так как в этом случае  $\cos \vartheta_R < 0$ . Эта скорость в 100 раз больше (по абсолютной величине) типичной скорости звезд в Галактике  $\sim 300$  км/с, что подтверждает указание на особый, не звездный характер движения излучающих областей SS 433. Значения обеих лучевых скоростей  $v_B \cos \vartheta_B$  и  $v_R \cos \vartheta_R$  будут получены ниже.

Ни в Галактике, ни вне ее никогда не наблюдали прежде источника, который излучал бы сразу две системы линий, столь сильно сдвинутых от стандартных положений. Большие смещения в красную сторону спектра встре-

чаются у квазаров, самых далеких объектов Вселенной. Во всех же известных до сих пор случаях смещения в голубую сторону абсолютное значение  $z$  меньше по крайней мере в 20–100 раз, чем у SS 433.

Но самое удивительное было обнаружено в наблюдениях осени 1978 – весны 1979 г. Американский астроном Б. Маргон и его сотрудники, наблюдая SS 433 в сентябре 1978 г., нашли эмиссионные линии-спутники на иных

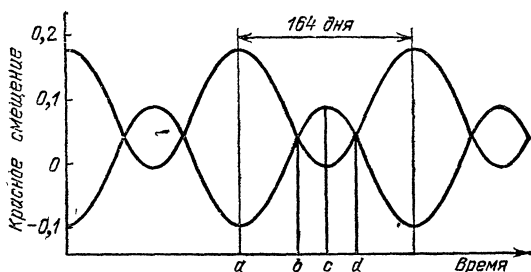


Рис. 28. Периодические изменения красного смещения в эмиссионных линиях двух излучающих областей источника SS 433. Каждой из областей отвечает своя кривая на этом рисунке.

местах, чем за два месяца до того: они разъехались в разные стороны. Значения  $|z_B|$  и  $z_R$  возросли и продолжали затем возрастать до ноября 1978 г., пока не достигли максимальных значений  $|z_B|_{\max}=0,1$ ;  $(z_R)_{\max}=0,18$ . Затем началось уменьшение  $|z_B|$  и  $z_R$ , и в течение декабря, пока продолжались наблюдения, линии-спутники приближались к основным линиям спектра. Когда в марте 1979 г. наблюдения были продолжены (с декабря по февраль источник не виден), оказалось, что линии-спутники снова удаляются от основных линий; в конце апреля был достигнут новый максимум, причем  $|z_B|$  и  $z_R$  вновь приняли те же значения, что при первом максимуме.

Дальнейшие наблюдения (вплоть до последних данных, ставших известными к лету 1982 г.) подтвердили, что изменения смещений линий-спутников происходят с регулярной периодичностью. Все наблюдательные данные очень хорошо ложатся на две одинаковые по форме периодические кривые, сдвинутые друг относительно друга так, что максимуму одной отвечает минимум другой и наоборот (рис. 28). Период изменения смещений — 164 дня.

Кроме момента максимальных значений  $|z_B|$  и  $z_R$  (он отмечен на рис. 28 буквой  $a$ ), имеются еще три других выделенных момента (отмеченных буквами  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ) на рис. 28. В момент  $b$  кривые пересекаются, величина красного смещения для обеих кривых одинакова и положительна по знаку:  $z_b=0,04$ . В момент  $c$  достигаются значения  $(z_B)_c=-0,01$ ;  $(z_R)_c=0,09$ . В момент  $d$  имеется второе за период пересечение кривых с тем же значением  $z$ , что и в момент  $b$ .

В каждый из моментов  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  сумма красных смещений по обеим кривым одинакова:  $z_B+z_R=0,08$ . Равенство суммы красных смещений имеется вообще в любой момент времени.

Понимая смещение линий в спектре источника как следствие движения двух излучающих областей, каждой из которых отвечает своя кривая на рис. 28, мы должны теперь считать, что это движение имеет периодический характер. Каждая из излучающих областей то приближается к нам, то удаляется от нас, и когда одна приближается, другая удаляется, и наоборот. Дважды за период области меняются местами: та, что приближалась, начинает удаляться, а та, что удалялась, начинает приближаться. В эти моменты ( $b$  и  $d$  на рис. 28) лучевые скорости излучающих областей должны, очевидно, обращать-ся в нуль.

То обстоятельство, что при обращении в нуль лучевых скоростей красное смещение остается отличным от нуля, указывает на важность релятивистского эффекта замедления времени; он учитывается корнем  $\sqrt{1-(v/c)^2}$  в формулах эффекта Доплера. Для момента  $b$ , когда лучевая скорость  $v \cos \vartheta=0$ , находим значение полной скорости  $v$ , соответствующее красному смещению  $z_b=0,04$ :

$$v/c = [1 - 1/(z_B + 1)^2]^{1/2} = 0,26 c = 78\,000 \text{ км/с. } (4.14)$$

Это весьма значительная скорость, и ее значение характеризует обе излучающие области — факт, который имеет немалое значение для понимания всей картины.

### Прецессия струй

Остроумную интерпретацию кинематики излучающих областей SS 433 предложили английские астрофизики А. Фабиан и М. Рис. Согласно их идее в источнике имеется центральное тело, из которого истекают

в противоположных направлениях две струи газа. С центральным телом связана основная излучающая область, которая дает несмещенные спектральные линии, а струи — это области, из которых исходят смещенные линии излучения.

Далее, направление, вдоль которого выбрасываются струи, не остается неизменным во времени. Линия струй совершает обращение вокруг некоторой оси. Движение линии струй похоже на вращение оси волчка, запущенного так, что эта ось не вертикальна: ось волчка медленно (медленнее, чем вращение волчка) вращается вокруг вертикали. Такое периодическое движение оси волчка (или гироскопа) называют прецессией.

Эта модель способна полностью воспроизвести кривые красного смещения на рис. 28. Нужно только должным образом подобрать скорости струй, ориентацию оси прецессии относительно земного наблюдателя и угол, который струи составляют с осью прецессии (рис. 29).

В самом деле, когда в движении одной из струй имеется составляющая вдоль луча зрения, направленная к нам, в движении другой струи будет составляющая, направленная по лучу зрения от нас. Это дает соответственно голубую и красную системы линий-спутников.

Из-за прецессии струй их ориентация относительно наблюдателя изменяется; периодически во времени изменяется угол, который линия струй составляет с лучом зрения. Вместе с этим углом периодически изменяются и лучевые скорости струй. Ничто не мешает выбрать период прецессии равным наблюдаемому, т. е. 164 дням.

Из того что сумма красных смещений обеих областей всегда одна и та же, следует, что лучевые скорости струй в каждый момент времени равны по величине и противо-

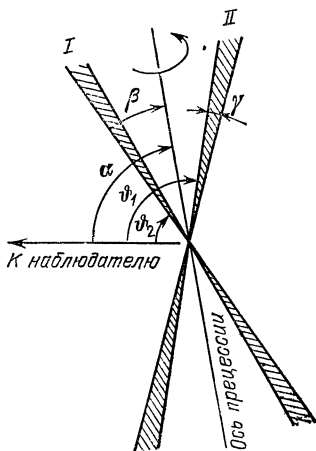


Рис. 29. Геометрия релятивистских струй в SS 433. Показаны два крайних положения: I соответствует моменту  $a$  на рис. 28, II — моменту  $c$ . Изменяющиеся углы:  $\alpha \approx 80^\circ$ ,  $\beta \approx 20^\circ$ ,  $\gamma \approx 3-5^\circ$ .

положно направлены. Это возможно, очевидно, лишь в том случае, если абсолютные величины скорости обеих струй равны.

Допустимо такое положение струй, при котором они перпендикулярны лучу зрения. В такие моменты (моменты  $b$  и  $d$  на рис. 28) лучевые скорости обращаются в нуль. Вычисленная ранее по данным об этих моментах скорость  $v$  (см. (4.14)) является скоростью движения вещества в струях и она одинакова для обеих струй. Теперь становится ясным смысл результата (4.14): величина  $v$  характеризует сразу обе излучающие области, потому что скорость выброса обеих струй одинакова.

Скорость  $v$  составляет приблизительно одну четвертую часть скорости света. Это очень большая скорость, и потому сделанные нами предварительные оценки лучевых скоростей (относящиеся к тому состоянию источника, которое наблюдалось летом 1978 г.) должны быть уточнены. С учетом релятивистского корня  $\sqrt{1-(v/c)^2}$  лучевые скорости оказываются одинаковыми по абсолютной величине:  $v_B \cos \vartheta_B = v_R |\cos \vartheta_R| = 0,06 c$ .

### Двойная система

Модель прецессирующих струй дает простой и красивый ответ на вопрос, как в одном источнике могут возникнуть три системы эмиссионных линий с их запутанными, на первый взгляд, изменениями во времени. Гораздо труднее ответить на вопрос, почему возникают и прецессируют струи, бьющие со скоростями, близкими к скорости света. Тщательные наблюдения и углубленный анализ данных позволят, как можно надеяться, приблизиться к пониманию физического механизма действующего источника SS 433. Накопление сведений продолжается, и ряд важных обстоятельств уже удалось выяснить.

Прежде всего, можно сделать определенное заключение о температуре газа в излучающих областях SS 433. Для водорода, эмиссионные спектры которого сильнее всех других линий в этом источнике, имеется характерная температура порядка 10 тысяч градусов; она определяет границу между ионизованным и неионизованным состояниями газа. Если температура превышает 10—20 тысяч градусов, тепловые движения атомов столь энергичны, что при их столкновениях электронам может быть передана энергия, превышающая максимально возможную энергию

электрона в атоме и, следовательно, достаточная для отрыва электронов от ядер. В таком состоянии имеются свободные электроны и свободные ядра водорода — протоны, газ ионизован и представляет собой плазму. Когда электроны не связаны с ядрами в атомы, спектральные линии, соответствующие переходам электронов в атомах, возникать, очевидно, не могут. Так как в SS 433 линии наблюдаются, температура излучающих областей не превышает характерной температуры ионизации и 20 тысяч градусов — это для нее верхний предел.

Температура вещества в струях не может быть и слишком низкой — ведь совсем холодный газ линии не излучает. Скорее всего, температура излучающих областей SS 433 близка к 10 тысячам градусов. Средние скорости тепловых движений атомов при такой температуре можно найти по общей формуле кинетической теории газов:

$$v_T = (3kT/m_H)^{1/2}.$$

Здесь  $k=1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана,  $m_H=1,67 \cdot 10^{-27}$  кг — масса атома водорода. При  $T=10^4$  К  $v_T=2 \cdot 10^4$  м/с=20 км/с. Эта скорость в 4 тысячи раз меньше скорости движения струй. Такое значительное различие скоростей само по себе требует объяснения.

Интересны соображения о собственной ширине струй. Струи не могут быть слишком широкими: будь их угол раствора  $\gamma$  (см. рис. 12) сравним с углом прецессии  $\beta \approx 20^\circ$ , вся картина была бы смазанной и нечеткой. Вместо линий в спектре источника имелись бы размытые полосы, соответствующие всем различным значениям лучевой скорости, которые она принимает на толщине струи. В действительности линии-спутники в SS 433 весьма узки, и в крайних положениях их толщина во всяком случае гораздо меньше расстояния до основной линии на шкале длин волн. По-видимому угол раствора  $\gamma$  не больше 3–4°. Столь высокая степень направленности струй представляет собой, пожалуй, один из самых трудных вопросов в физике SS 433.

Внимательное изучение основной излучающей области SS 433 обнаружило, что излучаемые ею линии не стоят на месте: они тоже совершают периодические смещения по шкале длин волн, но только гораздо более слабые, чем линии-спутники (потому-то эти движения и не сразу заметили). Эти слабые смещения соответствуют периодическим движениям с амплитудой (максимальным значением



абсолютной величины) скорости около 70 км/с. Это в 1000 раз меньше скорости струй. Период слабых смещений равен 13 дням.

Период и скорость, соответствующие слабым смещениям эмиссионных линий из основной излучающей области, очень близки к тому, что обычно наблюдается в тесных двойных системах звезд. Довольно естественно понимать эти данные так, что в SS 433 имеются две звезды, совершающие периодические — с периодом 13 дней — движения вокруг их общего центра масс. Тогда традиционные методы астрономии, разработанные и испытанные в многочисленных наблюдениях двойных звезд, должны и здесь многое прояснить.

Действительно, детальные оптические наблюдения позволяют утверждать, что одна из звезд в SS 433 — обычная звезда спектрального класса 0 или В с массой в  $(10-20)M_{\odot}$ , температурой поверхности 20 тысяч градусов и радиусом в  $2 \cdot 10^{10}$  м. С радиусом этой звезды сравним и размер двойной системы, т. е. расстояние между ее компонентами.

Соображения, которыми обычно пользуются астрономы для определения расстояний до звезд (они связаны в первую очередь с интенсивностью линий поглощения, создаваемых в спектре источника межзвездным газом), позволили оценить и удаленность SS 433: источник находится до нас на расстоянии приблизительно в 5,5 кпк. Это гораздо больше расстояния до ближайших к нам звезд (несколько парсек), но все же заметно меньше поперечника Галактики (около 30 кпк).

Зная расстояние, можно по принимаемому потоку излучения оценить и полную энергию, испускаемую источником в единицу времени (если считать, что он одинаково светит во все стороны). Так найдена полная светимость SS 433:  $L=10^{32}-10^{33}$  Вт, что в сотни тысяч или миллионы раз больше светимости Солнца. На свет струй приходится около одного процента полной светимости. Размеры их излучающих областей оцениваются в  $10^{10}$  м, что сравнимо с размером двойной системы.

SS 433 испускает не только оптическое, но также рентгеновское и радиоизлучение. На рентгеновской карте источника различают центральный источник рентгеновских лучей и протяженные вытянутые структуры с собственными размерами, значительно превышающими размеры двойной звездной системы. Сходное строение обнаруживается и по радиоастрономическим данным. Рентгенов-

ская светимость составляет  $3 \cdot 10^{28}$  Вт, радиосветимость —  $3 \cdot 10^{25}$  Вт.

Все это очень напоминает хорошо известную астрономам картину туманностей, которые остаются на небе от вспышек сверхновых звезд. Скорее всего, что и SS 433, т. е. двойная звезда вместе с протяженными областями, излучающими рентгеновские лучи и радиоволны, — результат вспышки сверхновой, происшедшей, насколько можно судить, десятки тысяч лет назад. Но если так, то можно высказать определенные догадки и о второй звезде, составляющей вместе с обычной звездой двойную систему SS 433. Она может быть компактным остатком сверхновой — нейтронной звездой или черной дырой. Согласно данным советского астронома А. М. Черепашука компактный объект в SS 433 может иметь массу до  $(4-5)M_{\odot}$ . При массе, превышающей предел в  $(3-3,5)M_{\odot}$ , это должна быть черная дыра, а не нейтронная звезда.

Как и в уже известных тесных двойных системах, в SS 433 можно предполагать перетекание вещества с обычной звезды на компактный объект под действием его силы притяжения. Не исключено, что вещество захватывается на круговые орбиты, закручивается вокруг компактного объекта, прежде чем упасть на него, и образует довольно значительный по массе вращающийся диск, похожий по виду на кольца Сатурна. Предполагают, что именно из такого диска — вдоль его оси — и могли бы выбрасываться струи, обнаруженные в SS 433. Их могло бы питать вещество, перетекающее с обычной звезды на компактный объект.

Что разгоняет вещество струй до релятивистских скоростей? Почему струи такие узкие? Какова причина их прецессии?

Эти важные вопросы ждут своего решения.

Но есть и еще один вопрос, возможно, самый важный и интересный. В явлениях совсем иного, гораздо большего масштаба, в мире гигантских радиогалактик и квазаров, известны выбросы и струи, непосредственно наблюдаемые по их оптическому и радиоизлучению. В некоторых случаях вещество выбрасывается с явно релятивистскими скоростями. Узкие вытянутые структуры простираются на расстояния в десятки и сотни килопарсек. (Подробнее мы говорим об этом в гл. 6.) Не встречаемся ли мы здесь с явлением той же природы, что и в SS 433, но только увеличенным до огромных размеров? Или иначе — не служит ли SS 433 уменьшенной в  $10^{10}$ – $10^{12}$  раз копией огром-

ного «механизма», действующего в активных ядрах галактик и квазарах?

Не исключено, что в обоих случаях причиной релятивистских выбросов и струй служат мощные газодинамические процессы, развивающиеся в окрестности черной дыры.

Понимание этих процессов остается пока далеко не полным; но замечательна уже и сама возможность универсального физического механизма, действующего в столь различных масштабах, как двойная звезда SS 433 и гигантские радиогалактики и квазары.

## КОРОНЫ ГАЛАКТИК

Демокрит (V—IV века до н. э.) говорил, что Млечный Путь, белесоватая полоса, протянувшаяся через все небо, есть соединение света множества звезд. История астрономии знает немало и других предположений о природе Млечного Пути, обсуждавшихся задолго до того, как появилась возможность проверить их астрономическими наблюдениями; споры о Млечном Пути продолжались веками. Решение — в пользу догадки Демокрита — пришло в 1610 г., когда Галилей направил на небо только что созданный им телескоп.

За несколько ночей было сделано тогда множество замечательных астрономических открытий и среди них — открытие звезд Млечного Пути. Как писал Галилей, стали «доступными глазу звезды, которые раньше никогда не были видимы и число которых по меньшей мере в десять раз больше числа звезд, известных издревле. Это факт высокого значения, который положил конец спорам о Млечном Пути и выявил его природу для чувства и разума».

Исследования Млечного Пути превратились в одну из главных задач астрономии в XVIII и XIX веках; общие черты строения этой гигантской звездной системы, названной Галактикой, надежно выяснены в 20—40-е годы нашего века. Тогда же стало известно, что во Вселенной имеются и другие звездные системы, более или менее похожие на нашу Галактику и названные галактиками.

Наконец, в самые последние годы появились прямые наблюдательные указания на то, что Галактика и многие другие крупные галактики содержат помимо видимых звезд еще и очень значительные массы темного, невидимого вещества. Эти массы создают тяготение, проявляющееся в динамике галактик, их групп и скоплений. «Скрытые массы» образуют протяженные разреженные короны вокруг светящихся звездных систем. Их природа остается

неизвестной, и, как много веков назад, высказываются все новые догадки, идеи, гипотезы, которые еще предстоит проверить в наблюдениях Млечного Пути, других галактик.

### Диск Галактики

Звезды диска Галактики движутся по почти круговым орбитам. Их движение похоже на обращение планет вокруг Солнца, хотя в Галактике нет такого подавляющего по массе тела, как Солнце в Солнечной системе, которое одно создавало бы притяжение всех тел к центру. Центральная плотная область Галактики, ее ядро, имеет очень небольшую массу, и не ядро удерживает звезды на их орбитах. Сила притяжения к центру создается в Галактике совместным тяготением самих звезд.

На звезду, движущуюся по круговой орбите радиуса  $R$ , действует притяжение звезд, находящихся внутри этой орбиты. Силы притяжения, создаваемые внешними звездами, направлены в разные стороны и примерно уравниваются. Звезды не замечают внешних тяготеющих масс, а масса всех внутренних звезд действует так, как если бы вся она целиком была сосредоточена в центре. Тогда, по закону всемирного тяготения, сила притяжения звезды к центру Галактики

$$F = \frac{G m_s M(R)}{R^2}. \quad (5.1)$$

Здесь  $m_s$  — масса звезды,  $M(R)$  — полная масса внутри орбиты радиуса  $R$ ,  $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$  — гравитационная постоянная.

Сила  $F$  направлена к центру Галактики. При скорости кругового движения звезды  $v$  сила тяготения создает на орбите радиуса  $R$  центростремительное ускорение

$$v^2/R = F/m_s. \quad (5.2)$$

Из уравнений (5.1) и (5.2) следует связь между скоростью звезды  $v$ , радиусом ее орбиты  $R$  и массой  $M(R)$  внутри этой орбиты:

$$v^2 = GM(R)/R. \quad (5.3)$$

Скорость движения не зависит от массы движущегося тела. Формула вида (5.3) описывает также круговые движения Земли и планет вокруг Солнца.

Если радиус орбиты звезды сравним по величине с радиусом Галактики,  $R \approx R_g \approx 10^{20}$  м, то под массой  $M(R)$  нужно понимать величину, сравнимую с массой всех звезд Галактики,  $M(R) \approx M_g \approx 10^{41}$  кг. При этих значениях  $R$  и  $M(R)$  находим из соотношения (5.3) характерную скорость движения звезды в диске Галактики:  $v \approx 3 \cdot 10^5$  м/с = 300 км/с.

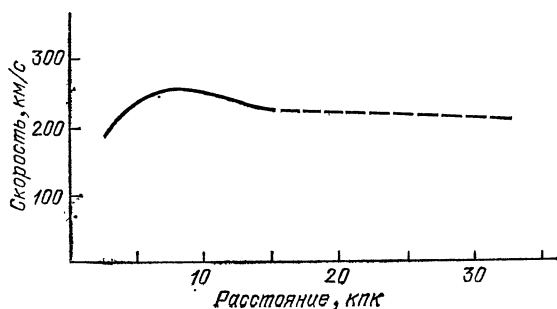


Рис. 30. Типичная зависимость линейной скорости вращения галактики от расстояния до центра (кривая вращения). Прерывистая линия — область короны.

Согласно данным наблюдений Солнце обращается вокруг центра Галактики со скоростью  $v_\odot = 220\text{--}250$  км/с, что довольно близко к полученной нами оценке. Кстати, вращение вокруг центра Галактики — это еще не самое быстрое из всех движений, в которых мы участвуем вместе с Землей; скорость обращения Земли вокруг Солнца составляет 30 км/с, линейная скорость собственного вращения Земли — 0,5 км/с. Имеется, возможно, и скорость, вдвое большая, чем  $v_\odot$ , с которой наша Галактика вместе с другими соседними галактиками перемещается относительно реликтового излучения — об этом см. гл. 7.

Движение звезд в диске Галактики происходит так, что диск как целое вращается вокруг своего центра. Скорости вращения — и линейные, и угловые — различны на разных расстояниях от центра (рис. 30).

### Динамика гало

Движение звезд гало иное — их орбиты не круговые, а сильно вытянутые. Оси орбит проходят через центр Галактики и более или менее равномерно распределены по всем направлениям.

Чтобы разобраться в особенностях движения по сильно вытянутым орбитам — а, в принципе, возможны и чисто прямолинейные, радиальные орбиты, — стоит вспомнить один вопрос, который, кажется, любят задавать на вузовских вступительных экзаменах: как будет двигаться камень, брошенный в шахту, пробуренную в Земле насквозь через центр? Очевидно, камень будет сначала падать с ускорением к центру вдоль радиуса; затем, миновав центр, начнет замедлять движение; потом на миг остановится, достигнув противоположной точки поверхности, и полетит обратно, наращивая скорость; но пролетев центр, он снова начнет замедлять движение, остановится, полетит опять к центру и т. д. Это будет периодическое, колебательное движение от одного апоцентра (т. е. точки максимального удаления от центра) до другого.

Подобные колебательные движения вокруг центра Галактики и совершают звезды ее гало. То обстоятельство, что их орбиты несколько отличаются от радиальных, мало что меняет в этой картине. Поведение скорости радиального движения звезд напоминает классический пример колебательного процесса — качание маятника: его скорость максимальна в среднем положении и обращается в нуль в крайних положениях.

Двигаясь каждая в своей «шахте», звезды испытывают тяготение, различное по силе на разных расстояниях от центра звездной системы (при круговом движении в диске Галактики сила тяготения все время одинакова по величине). Ясно, что в этом случае для количественного описания движения требуется знать конкретное распределение массы в системе. Но если интересоваться не деталями, а общими динамическими характеристиками звезд гало, то достаточно и того, что мы уже знаем о Галактике.

Самой важной характеристикой динамики гало служит типичная скорость радиального движения звезд. Из периодичности радиального движения звезд следует, что средняя радиальная скорость за период обращения равна нулю:  $\bar{v}=0$ . Средний же квадрат скорости отличен от нуля:  $\bar{v}^2 \neq 0$ . Корень квадратный из этой величины — среднеквадратическая скорость — и будет нас интересоваться. Оценим ее для звезды, которая при максимальном удалении от центра выходит к границам системы. Следует ожидать, что в таком случае среднеквадратическая скорость будет определяться величинами, характеризующими систему в целом, — полной массой Галактики  $M_G$  и ее радиусом  $R_G$ .

В выражение, связывающее величины  $\bar{v}^2$ ,  $M_G$  и  $R_G$ , должна, конечно, входить и гравитационная постоянная  $G$ , так как движение управляется силами тяготения.

Это выражение мы найдем, воспользовавшись методом анализа размерностей, позволяющим получать почти без вычислений многие важные соотношения, которые без его применения можно было бы найти лишь решением сложных математических задач. Следует, однако, сразу оговорить его ограничения: за избавление от сложной математики приходится платить меньшей точностью результата. Отличие от точного результата может быть раза в три, а то и больше. Но в физике, и особенно в астрофизике, часто приходится иметь дело с такими проблемами, в которых точные значения исходных величин неизвестны, либо вообще не поддаются определению и к тому же меняются от случая к случаю; а между тем всегда желательно найти общий для всех таких случаев результат, не слишком зависящий от исходных неопределенностей. Здесь и оказывается полезным метод размерностей.

Запишем размерности величин  $M_G$ ,  $R_G$ ,  $G$ :  $[M_G] = \text{кг}$ ,  $[R_G] = \text{м}$ ,  $[G] = \text{м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$ . Интересующая нас величина среднего квадрата скорости имеет размерность  $[\bar{v}^2] = \text{м}^2/\text{с}^2$ . Из трех величин  $M_G$ ,  $R_G$  и  $G$  можно составить лишь единственную комбинацию, имеющую размерность квадрата скорости  $[GM_G/R_G] = \text{м}^2/\text{с}^2$ .

Поэтому нужно считать, что

$$\bar{v}^2 = a \frac{GM_G}{R_G}. \quad (5.4)$$

Здесь  $a$  — некоторый безразмерный множитель, зависящий от деталей строения системы; как показывает накопленный в теоретической физике опыт оценок такого рода, безразмерный множитель обычно не слишком сильно отличается от единицы.

Не удивительно, что соотношение (5.4) совпадает — с точностью до множителя  $a$  — с (5.3) для скорости круговых движений в диске Галактики; в случае круговых движений звезды с радиусом орбиты, близким к радиусу Галактики, эта скорость тоже определяется лишь полной массой Галактики и ее радиусом. Это означает, что типичные или характерные скорости радиальных движений звезд гало близки к значению в несколько сотен километров в секунду, которое мы нашли выше для круговых движений в диске,



Метод анализа размерностей, приведший к соотношению (5.4), формально как будто прост; но, по существу, он предполагает, что сначала достигнуто общее качественное понимание того, что происходит.

И на круговых, и на вытянутых орбитах звезды совершают финитное движение — они не выходят за пределы некоторого ограниченного объема. Звезды связаны в звездной системе их общим тяготением. Связанное состояние звезд обеспечивает неизменное во времени, стационарное состояние системы в целом.

## Массы галактик

Возможен только один способ определения масс звездных систем — по создаваемой ими силе тяготения. Тяготение проявляется в движениях звезд, и, если удастся измерить их характерные скорости, можно найти ее массу с помощью формул (5.3) или (5.4). Первая применима к спиральным галактикам с дисками, а вторая — к гало этих галактик и к эллиптическим галактикам, которые динамически подобны гало. В обоих случаях речь чаще всего идет о приближенной оценке, и потому, опуская в (5.4) неопределенный множитель, близкий к единице, можно написать общую оценочную формулу для массы галактики:

$$M_G \approx \frac{v^2 R_G}{G}. \quad (5.5)$$

В таком виде это приближенное соотношение применимо и к неправильным галактикам.

Скорости звезд в галактиках измеряют на основе эффекта Доплера по наблюдениям красного смещения в спектрах звезд. Каждая отдельная звезда излучает или поглощает свет в линиях, сдвинутых относительно их стандартного положения в соответствии с величиной ее лучевой скорости, т. е. скорости вдоль направления от звезды к наблюдателю. Мы обсуждали эффект Доплера ранее в гл. 3, где имеются и соответствующие формулы, полностью применимые к движениям звезд в Галактиках. Звезды данной галактики создают все вместе не отдельную спектральную линию, а целую полосу, получающуюся наложением линий излучения или поглощения всех этих звезд, движущихся с различными лучевыми скоростями. Очевидно, что середина этой полосы сдвинута относительно стандартного положения соответствующей линии

из-за движения всей галактики как целого относительно нас; ширина же полосы дает представление о разбросе лучевых скоростей. Ширина полосы и разброс этих скоростей тем больше, чем больше скорости звезд в галактике и, очевидно, границы полосы отвечают типичной или характерной скорости, которая фигурирует в соотношении (5.5).

### Скрытые массы

Многие крупные галактики имеют по нескольку малых галактик-спутников. У нашей Галактики есть 7 карликовых эллиптических галактик-спутников и неправильные галактики-спутники — Большое и Малое Магеллановы Облака. Спутники обращаются вокруг центральной галактики, и из анализа их движений тоже можно получить оценку масс крупных галактик. Если центральная галактика целиком лежит внутри орбит ее спутников, а именно такая картина и наблюдается на астрономических фотографиях, то силы тяготения, действующие на все эти спутники, обусловлены одной и той же тяготеющей массой. Применяя в этом случае формулу (5.3) при  $M(R) = M_G = \text{const}$ , найдем, что скорость  $v_1$  вращения близкого спутника с радиусом орбиты  $R_1$  больше скорости  $v_2$  более далекого спутника с радиусом орбиты  $R_2$ :

$$v_1/v_2 = (R_2/R_1)^{1/2}. \quad (5.6)$$

Скорость вращения убывает с радиусом по закону

$$v(R) \propto R^{-1/2}. \quad (5.7)$$

(Этому закону подчиняются и планеты Солнечной системы.)

К удивлению астрономов, в последние годы обнаружилось, что в семействах спутников нашей Галактики, галактики Андромеды и некоторых других галактик закон (5.7) не выполняется. В наблюдениях измерялись скорости спутников, находящихся на расстояниях до десяти радиусов галактики, и всякий раз оказывалось, что их скорости отнюдь не убывают с радиусом, а остаются (с известной точностью) постоянными. Это обстоятельство отражает штриховая линия на кривой вращения (рис. 30).

Нарушение закона (5.7) в движениях галактик-спутников может означать только одно: масса, создающая силу тяготения, не одинакова для всех спутников, движущихся

по разным орбитам вокруг центральной галактики. Постоянство скорости спутников  $v$  для орбит с разными радиусами  $R$  возможно лишь при условии, что сама тяготеющая масса возрастает с радиусом  $R$  по закону

$$M(R) \propto R. \quad (5.8)$$

Это прямое следствие общей формулы (5.3) при  $v = \text{const}$ . Другими словами, масса центральной галактики на самом деле не ограничивается той, что лежит в пределах видимого на фотографиях объема, а распределена по гораздо большему объему. В отличие от звезд, эта дополнительная масса не излучает света, она невидима, но создает значительную силу тяготения, добавочную к силе тяготения звезд.

Так возникло представление о «скрытых массах» вокруг галактик, выдвинутое в 1974 г. Я. Эйнасто и его коллегами в Тартуской обсерватории Академии наук ЭССР на основании детального изучения многочисленных наблюдательных данных, касающихся динамики звездных систем. «Скрытые массы» образуют протяженную корону галактики, так что карликовые галактики-спутники движутся не в пустоте, а среди невидимых, но тяготеющих масс. Сила тяготения, действующая на спутники и определяющая их динамику, складывается из массы видимых звезд галактики и скрытой массы, находящейся внутри орбиты спутника.

Как видно из соотношения (5.8), полная масса галактики, считая с короной, может быть существенно больше суммарной массы видимых звезд. Если семейство галактик-спутников, движущихся с одинаковыми скоростями, имеет орбиты с радиусами, скажем, до трех радиусов видимой галактики, то и полная масса всей системы в 3 раза больше массы видимых звезд, т. е. видимого тела галактики.

При возрастании массы по закону (5.8) ее пространственная плотность (т. е. масса, приходящаяся на единичный объем) убывает от центра наружу по закону

$$\rho \propto 1/R^2. \quad (5.9)$$

Считается, что эта масса распределена сферически симметрично вокруг видимого тела галактики.

Плотность «скрытых масс» падает по закону (5.9) в той области короны, где скорость движения спутников одинакова. На достаточно большом удалении от центра плотность падает круче и сходит на нет.

Представление о невидимых коронах галактик подвергается тщательной наблюдательной проверке. При этом привлекаются все новые данные, связанные не только с динамикой галактик-спутников, но и с движением облаков газа, проявляющих себя излучением в радиодиапазоне. Эта работа продолжается, но уже сейчас можно сказать, что новые данные не противоречат первоначальным заключениям. Кривые вращения, подобные той, что показана на рис. 30, построены для значительного числа крупных галактик и все они обнаруживают протяженную внешнюю область, в которой скорость вращения остается более или менее постоянной. Корона нашей Галактики простирается по крайней мере до расстояния в 60 кпк, а может быть и до 100 кпк. Ее масса достигает  $10^{12} M_{\odot}$ .

Короны проявляют себя и в динамике некоторых пар крупных галактик. Одна из таких пар — наша Галактика с галактикой Андромеды; их относительное движение указывает на присутствие в пространстве между ними значительной невидимой массы, которая, по оценкам Я. Эйнасто, может приблизительно в 10 раз превышать суммарную массу видимых звезд обеих галактик. В ряде других случаев, как показывают исследования, проводимые И. Д. Караченцевым с помощью 6-метрового телескопа на Специальной астрофизической обсерватории АН СССР (Северный Кавказ), «скрытые массы» в парах галактик отсутствуют. Это, вероятно, означает, что не все крупные галактики обладают коронами, и было бы очень важно выяснить, насколько распространены во Вселенной галактики с протяженными массивными коронами.

«Скрытые массы» должны проявлять себя также в динамике групп и скоплений галактик, если последние обладают коронами. Наблюдательные данные о движении галактик в скоплениях определенно указывают на присутствие «скрытых масс». Эти данные накапливаются уже несколько десятилетий, с тех пор, как в 30-е годы были сделаны первые определения скоростей галактик в скоплениях. Скорости измеряются по эффекту Доплера, т. е. по сдвигу линий в спектрах галактик, вызванному их движением в объеме скопления.

К настоящему времени хорошо изучена динамика целого ряда богатых скоплений, содержащих сотни и тысячи галактик. Среди них одно из самых крупных и удобных для наблюдения, скопление Кома (или Волосы Вероники). Оно находится от нас на расстоянии 140 Мпк, или  $4 \cdot 10^{24}$  м. Его угловой размер составляет приблизи-

тельно 100 мин. Диаметр скопления находится из этих данных по простому тригонометрическому соотношению  $D \approx d \sin \vartheta \approx d\vartheta$ , в котором угол  $\vartheta$  мал, а диаметр  $D$  гораздо меньше расстояния до объекта  $d$ ; угол здесь должен измеряться в радианах. При  $\vartheta = 100$  мин  $= 0,06$  рад и  $d = 140$  Мпк диаметр скопления составляет 8 Мпк, а радиус 4 Мпк, или  $10^{23}$  м. Галактики в скоплении Кома заполняют объем, близкий к сфере (довольно сплюснутой) и движутся по весьма вытянутым орбитам. Типичная скорость движения галактик (относительно центра масс скопления) оценивается приблизительно в две тысячи километров в секунду.

Структура и динамика скопления Кома (и ряда других похожих на него правильных по форме скоплений) подобны структуре и динамике эллиптических галактик или гало спиральных галактик. Поэтому здесь применимы уже обсуждавшиеся выше соображения и формулы, связывающие скорости членов системы с действующими в ней силами тяготения. Пользуясь общим соотношением (5.5), мы можем, в частности, найти полную массу скопления по измеренным значениям радиуса скопления и характерной скорости галактик в нем. Для радиуса  $R_c = 10^{23}$  м и скорости  $v_c = 2 \cdot 10^6$  м/с, соответствующих скоплению Кома, получаем:

$$M_c \approx v_c^2 R_c / G \approx 6 \cdot 10^{45} \text{ кг} \approx 3 \cdot 10^{15} M_{\odot}. \quad (5.10)$$

Такой порядок величины имеют и массы других богатых скоплений, найденные тем же способом.

Эта динамическая оценка масс скоплений справедлива, очевидно, лишь в том случае, если скопления, подобно галактикам, представляют собою стационарные системы. Как звезды в галактиках, галактики в скоплениях должны считаться связанными их общим тяготением, так что они движутся в ограниченном объеме и никогда не выходят из него.

Вопрос о стационарности и гравитационной связанности скоплений со всей остротой поставил советский астроном В. А. Амбарцумян. Еще в 50-е годы он высказал точку зрения, согласно которой скопления не стационарны, а находятся в состоянии разлета. Предполагалось, что скопления возникают в результате «взрывов» гипотетических плотных и массивных тел, которые дробятся на отдельные фрагменты, превращающиеся затем в галактики. Если это так, то динамическая оценка масс скоплений неправомерна; формулы вида (5.5), справедливые

для галактик, к скоплениям не применимы. Движения галактик в скоплении характеризуют тогда энергию породившего его «взрыва», а не взаимное тяготение галактик, которое не в состоянии сдержать общий разлет скопления.

Предположение о разлете скоплений сталкивается, однако, с одним серьезным противоречием. Если скопление находится в состоянии разлета, то по известным значениям его размера и скорости галактик можно оценить его возраст, т. е. время, протекшее от начала разлета. Так, для скопления Кома находим:  $t_e \approx R_c/v_c \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ с} \approx \approx 2$  млрд. лет. Но это время гораздо меньше возраста галактик, который составляет по крайней мере 10–12 млрд. лет. Ясно, что галактики, возникшие в едином «взрыве», породившем скопление, не могли бы быть старше самого скопления.

Неожиданный довод в пользу стационарности скоплений принесла недавно рентгеновская астрономия. В 70-е годы было обнаружено, что многие богатые скопления галактик, и среди них также и скопление Кома, являются источниками рентгеновских лучей. Они испускаются горячим межгалактическим газом, заполняющим весь объем скоплений. Характерная температура газа оценивается в 100 миллионов градусов. При такой температуре излучаются в основном кванты с энергией  $kT \approx 10^{-15}$  Дж, что соответствует рентгеновскому диапазону.

Допустим, что горячий газ в скоплении находится в состоянии равновесия, при котором действующая на каждый его объем сила тяготения уравновешена силой давления газа. Из баланса сил давления и тяготения следует оценка характерной температуры газа; соответствующую формулу мы вывели (применительно к звезде) раньше

$$kT \approx GmM_c/R_c. \quad (5.11)$$

Здесь  $m$  — средняя масса частиц газа; в состоянии ионизации (а при температуре в сто миллионов градусов водород и гелий — основные элементы межгалактической среды — полностью ионизованы) и при обычном химическом составе космической среды величина  $m$  равна приблизительно половине массы атома водорода:  $m \approx 10^{-27}$  кг. Выражая из последнего соотношения массу скопления, найдем при радиусе  $R_c = 10^{23}$  м:

$$M_c \approx kT R_c/Gm \approx 5 \cdot 10^{45} \text{ кг} \approx 3 \cdot 10^{15} M_{\odot}. \quad (5.12)$$

Согласие этой оценки с динамической оценкой массы скопления (5.12) — очень сильный довод в пользу того, что межгалактический газ и скопление в целом находятся в состоянии равновесия, в состоянии гравитационной связанности.

В астрономии издавна существует и еще один способ оценить массу скопления. Он основывается на измерении светимости скопления, светового потока от него. При этом исходят из того, что светимость каждой отдельной галактики в скоплении прямо пропорциональна ее массе, а коэффициент пропорциональности зависит только от типа галактики — спиральная ли она, как наша Галактика и Андромеда, эллиптическая, как большинство галактик в скоплении Кома, или неправильная, как Магеллановы Облака.

Этот способ тоже, конечно, опирается на динамику, на динамическую оценку масс галактик: стандартное отношение массы галактики данного типа к ее светимости определяется по тому значению массы галактики, которое находят из динамики ее звезд. Массы скоплений, оцениваемые таким способом, оказываются в 3—10 раз меньше, чем по динамической оценке (5.10) или «температурной» оценке (5.12) для всех крупных скоплений, для которых удастся проделать соответствующие измерения.

Гипотеза «скрытых масс» позволяет снять это расхождение. Если, кроме видимых звезд, в скоплениях имеются еще значительные по величине темные массы, то оценку, основанную на светимости, нужно относить только к массе светящегося вещества звезд, а динамическую оценку — к полной массе скопления. Эта полная масса складывается из массы звезд, близкой к ней по величине массы горячего межгалактического газа и «скрытой массы», которая в несколько раз больше суммарной массы звезд и газа. Вероятно, скрытые массы сосредоточены главным образом вокруг самых массивных галактик скопления, образуя их короны.

### Нейтринные короны

Если бы короны состояли из обычных звезд — хотя бы и со светимостью, в 1000 раз меньшей светимости Солнца, — эти звезды были бы видны в телескоп. Предполагают, что «скрытая масса» могла бы складываться из масс необычно малых и очень слабых по

блеску звезд. Если так, то звезд в Галактике гораздо больше, чем можно увидеть в лучший телескоп.

Это, однако, не единственная возможность. В последнее время астрономы и физики внимательно обсуждают идею, согласно которой «скрытая масса» представляет собой газ элементарных частиц — нейтрино. Эти частицы известны в физике уже почти полвека, но до сих пор не ясно, имеют ли они массу покоя (подобно протону, нейтрону, электрону) или их масса покоя равна нулю (как у фотона и пока что еще гипотетического гравитона). При наличии массы покоя, пусть даже гораздо меньшей, чем у электрона (легчайшей из частиц, относительно которой точно известно, что она имеет массу покоя), нейтрино действительно могли бы создавать вокруг массивных галактик протяженные облака, невидимые, но тяготеющие.

В недавних экспериментах московских физиков, проведенных не с космическими, а с лабораторными нейтрино, возникающими при радиоактивном распаде, были обнаружены признаки того, что нейтрино, возможно, имеют массу покоя. Сообщается, что она должна быть приблизительно в 30 тысяч раз меньше массы покоя электрона. Если этот результат подтвердится, то нужно будет считать, что и космические нейтрино имеют массу покоя, а идея нейтринной «скрытой массы» получит надежное физическое обоснование.

Но почему именно нейтрино, а не какие-либо иные элементарные частицы?

Согласно современным космологическим представлениям нейтрино — одна из самых распространенных частиц во Вселенной. Их приходится в среднем приблизительно по 350 на каждый кубический сантиметр пространства. По распространенности нейтрино лишь немного уступают фотонам, самым многочисленным частицам Вселенной; их приблизительно в миллиард раз больше, чем протонов и электронов, в 10 миллиардов раз больше, чем нейтронов.

О космической распространенности фотонов, протонов и электронов, нейтронов судят на основании астрономических наблюдений. Что же касается нейтрино, то их непосредственная регистрация лежит пока за пределами наблюдательных возможностей; их среднее число в единице объема определено теоретическим расчетом, опирающимся на общие представления о ранних стадиях эволюции Вселенной (мы расскажем об этом в гл. 7).



Очень важно, что результат расчета никак не зависит от того, имеют ли нейтрино массу покоя или нет.

В своем подавляющем большинстве космические нейтрино (и фотоны) имеют космологическую природу, т. е. не испущены звездами или другими телами, а родились вместе с протонами, электронами, нейтронами в изначальном космологическом «Большом Взрыве» около 20 млрд. лет назад.

Если нейтрино имеют массу покоя, они не могут быть рассеяны равномерно по всему пространству Вселенной, а подобно всем частицам с массой покоя, т. е. тем же протонам, электронам, нейтронам, должны в основном собираться в сгущения того или иного масштаба под действием сил тяготения. Из них не может получиться планета или звезда, но они могут содержаться в межзвездном пространстве галактик, они способны также создавать вокруг галактик обширные облака. При той массе покоя, о которой сообщают московские физики-экспериментаторы, космических нейтрино вполне достаточно, чтобы наполнить короны галактик, сделать их такими протяженными и массивными, какими они представляются по астрономическим данным. В этом случае около 90% всей массы Вселенной должно приходиться на нейтрино.

Астрономы с нетерпением ожидают новостей из физических лабораторий, где исследуются нейтрино и где, таким образом, решается вопрос о составе корон галактик, о массе всей Вселенной.

### КВАЗАРЫ

Сначала казалось, что эти небесные тела ни на что не похожи и сочетают в себе несовместимые свойства. Потребовалось немало усилий, прежде чем было понято, что квазары родственны радиогалактикам и другим галактикам, в ядрах которых происходят мощные процессы энерговыделения. В квазарах эти процессы достигают максимального масштаба и интенсивности. По мощности излучения квазар в сотни раз превосходит Галактику, а рождается это излучение в объеме, сравнимом по размеру с объемом Солнечной системы.

Открытие квазаров и два первых десятилетия их изучения — это, как видно, только начало длительных исследований, целью которых является объяснение физического механизма активности галактических ядер и квазаров. Они все еще остаются самой поразительной загадкой современной астрофизики.

#### Красное смещение

В 1963 г. М. Шмидт в обсерватории Маунт Паломар (США) получил оптический спектр слабой звездочки, совпадающей по положению на небе с объектом, который ранее был занесен радиоастрономами в 3-й Кембриджский каталог радиоисточников (сокращенно ЗС) под номером 273. Окажись объект ЗС 273 действительно звездой, это была бы первая звезда, если исключить Солнце, мощность радиоизлучения которой достаточна для регистрации на Земле. Открытие радиозвезды было бы большим успехом; оставалось лишь доказать — прежде всего, по виду спектра, что это на самом деле звезда.

Но спектр ЗС 273 был совершенно не похож на типичные звездные спектры. В нем четко различались шесть спектральных линий излучения, причем четыре из них составляли последовательность, в которой расстояния между линиями (и их интенсивность) уменьшались в направ-

лении к ультрафиолетовому краю спектра. Она напоминала серию линий водорода, только не на своем месте в спектре. М. Шмидт предположил, что это и есть водородная серия, но смещенная в сторону больших длин волн. Для каждой из линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  красное смещение оказалось одним и тем же:  $z = \Delta\lambda/\lambda = 0,16$ . Еще две линии излучения в спектре 3С 273 оказались смещенными на ту же величину  $z$  линиями кислорода и магния.

Вслед за этим был проанализирован спектр другого объекта из того же каталога, источника 3С 48, и у него обнаружилось еще большее красное смещение:  $z = 0,37$ .

Ни одна из галактик не обнаруживала прежде такого красного смещения в своем спектре.

Красное смещение галактик — следствие их взаимного разбегания, открытого в конце 20-х годов нашего века американским астрономом Э. Хабблом. Теоретический вывод о нестационарности всей системы галактик во Вселенной, о космологическом расширении был сделан несколькими годами раньше, в 1922—1924 гг., А. А. Фридманом, одним из основоположников современной космологии.

По закону, предсказанному теорией А. А. Фридмана и найденному Э. Хабблом в его наблюдениях, галактики удаляются от нас со скоростями  $v$ , пропорциональными расстояниям  $d$  до них:

$$v = Hd. \quad (6.1)$$

Коэффициент пропорциональности — его называют постоянной Хаббла — находят из наблюдений; эта величина измерена пока не очень точно:  $H = (2-4) \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ . Далее для числовых оценок мы будем брать среднее значение  $H = 3 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ .

Удаление галактик вызывает смещение их излучения в красную сторону спектра в результате эффекта Доплера. Зависимость красного смещения  $z$  от скорости удаления  $v$  дается простым соотношением

$$z = v/c. \quad (6.2)$$

Оно справедливо для не слишком больших скоростей  $v$ , когда значение  $z$  заметно меньше единицы.

Из закона Хаббла (6.1) и соотношения (6.2) следует связь между красным смещением и расстоянием до источника:

$$z = Hd/c. \quad (6.3)$$

Этой формулой пользуются для определения расстояний до галактик и скоплений галактик.

Красное смещение в излучении ЗС 273 и ЗС 48 имеет ту же природу, что и у галактик, и вызвано их удалением от нас в соответствии с общим космологическим расширением.

На основании записанных выше формул находим, что скорость удаления от нас источника ЗС 273 составляет 16% скорости света, а скорость ЗС 48—37% скорости света. При значении постоянной Хаббла  $H = 3 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$  расстояния до них равны соответственно  $1,6 \cdot 10^{25}$  и  $3,7 \cdot 10^{25}$  м, или 1,6 и 3,7 млрд. световых лет. Это огромные скорости и огромные расстояния.

Свету требуются, как мы видим, миллиарды лет, чтобы преодолеть расстояния, отделяющие нас от этих астрономических объектов. Это означает вместе с тем, что мы наблюдаем их такими, какими они были миллиарды лет назад. Глядя далеко в глубины Вселенной, мы видим своими глазами ее далекое прошлое.

### Переменность и размер

Подчиняясь тому же закону космологического удаления, что и галактики, источники ЗС 273 и ЗС 48 сами по себе сильно отличаются от обычных галактик, подобных нашей Галактике. Прежде всего поражает их необычайная светимость.

Зная расстояние до источников, светимость можно найти по измеренному потоку излучения от них. Оказалось, что объекты ЗС 273 и ЗС 48 излучают свет гораздо интенсивнее, чем галактики,— их светимость в сотни раз превышает светимость нашей Галактики.

Далее, обычная галактика на том расстоянии, на котором находится, например, первый из этих объектов, представлялась бы — даже не в самый крупный телескоп — звездной системой с различной внутренней структурой (например, спиральным узором). Но оба наших объекта выглядят на астрономических фотографиях просто точками, как звезды. А это означает, что их размеры во всяком случае гораздо меньше размеров обычной галактики.

Представления о размере ЗС 273 вскоре удалось существенно уточнить. По предложению И. С. Шкловского советские астрономы А. С. Шаров и Ю. Н. Ефремов просмотрели старые снимки неба, хранившиеся в Государственном астрономическом институте им. П. К. Штернберга в Москве, и установили, что источник изменял свою светимость вдвое или даже втрое каждые несколько лет.

Этот результат был подтвержден американскими астрономами, в распоряжении которых имелись фотопластинки «небесного патруля» обсерватории Гарвардского университета с изображением ЗС 273 почти за 80 лет, с 1888 г. Более или менее регулярные изменения блеска ЗС 273 происходят, как выяснилось, с характерным временем около десяти лет.

Переменность источника — очень важный факт, из которого следуют далеко идущие выводы. Она указывает

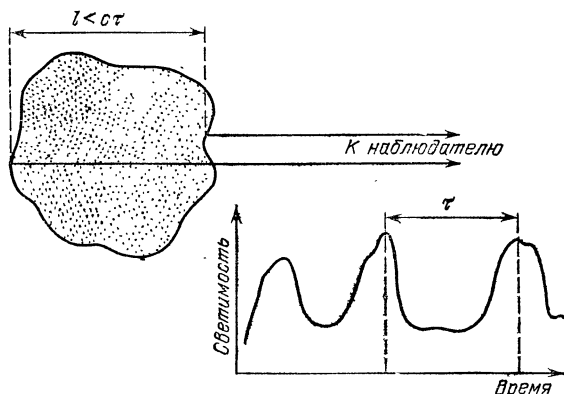


Рис. 31. Вариаций светимости и размер источника. Характерное время переменности  $\tau$  не может быть меньше размера источника, деленного на скорость света:  $\tau > l/c$ . Отсюда верхний предел размера:  $l < ct$ .

на то, что источник излучения находится в беспокойном, активном состоянии; в нем происходят какие-то бурные процессы, способные перестраивать его внутреннюю структуру, существенно изменять физические условия, в которых рождается излучение.

Переменность позволяет оценить размеры области излучения, указать их верхний предел.

Допустим, источник, имеющий размер в 10 световых лет вдоль луча зрения, вспыхнул во всем своем объеме на одну секунду и затем погас (рис. 31). Мы заметим его излучение, как только нас достигнет свет от ближайшего к нам края источника. Затем будем регистрировать свет от внутренних его областей, пока не дойдет излучение от дальнего края источника. Поэтому вспышку дли-

тельностью в одну секунду мы будем наблюдать целых 10 лет.

С другой стороны, если какое-то изменение яркости наблюдается в течение 10 лет, то это означает, что размер источника излучения в любом случае не превышает 10 световых лет. И этот вывод никак не зависит от того, что в действительности происходит в самом источнике.

Изменение блеска источника ЗС 273 с характерным временем  $\tau=10$  лет означает, что его собственный размер не превышает десяти световых лет:  $l < c\tau = 10$  св. лет  $\approx 10^{17}$  м. Этот верхний предел для излучающей области в 10 тысяч раз меньше размера Галактики.

Мы видим, таким образом, что в 1963 г. были открыты совсем особые объекты, которые в сотни раз ярче галактик и по крайней мере в несколько тысяч раз меньше их по размеру. Эти объекты заслуживают специального названия; сначала их называли сверхзвездами, сейчас за ними закрепилось название «квазары» — сокращение от слов «квазизвездный радиоисточник».

К настоящему времени известно более двух тысяч квазаров. Некоторые из них очень похожи по своим свойствам на первые квазары ЗС 273 и ЗС 48. Но большинство — до 90% — составляют «радиоспокойные» квазары: сходные с первыми квазарами во всем остальном, они не излучают радиоволн (во всяком случае на том уровне мощности, который позволял бы регистрировать их на Земле). Вместе с тем оказалось, что квазары являются источниками инфракрасного и рентгеновского излучения. Мощность инфракрасного излучения в ряде случаев сравнима с оптической светимостью, а мощность рентгеновского излучения иногда превосходит оптическую светимость в десятки раз. В последние годы зарегистрировано также и гамма-излучение от квазара ЗС 273.

Самую большую светимость в видимом свете  $L \approx 10^{40} - 10^{41}$  Вт, превышающую светимость Галактики в  $10^3 - 10^4$  раз, имеет квазар ЗС 273. Его оптическое излучение сильно переменное; за время около года светимость изменялась в десятки и сотни раз. Верхний предел размера для этого источника, следующий из его переменности, составляет один световой год, или  $10^{16}$  м.

Значительная переменность наблюдается в рентгеновском излучении квазаров. Американская орбитальная Эйнштейновская обсерватория \*) зарегистрировала сущест-

\*) Эта автоматическая обсерватория выведена на орбиту вокруг Земли в год столетия великого физика (1979 г.).

венные изменения рентгеновской светимости квазара 3С 273 всего за один день. Отсюда следует очень жесткий верхний предел его размера — один световой день, или  $3 \cdot 10^{13}$  м.

Недавно появились сообщения о наблюдении рекордно быстрой переменности у одного из квазаров — около 200 с. Это означает, что размер его излучающей области не превышает 200 световых секунд, или  $6 \cdot 10^{10}$  м, это вдвое меньше радиуса земной орбиты.

Что касается красного смещения квазаров, то здесь тоже имеются рекордсмены. Самое большое красное смещение открыто в 1982 г. — это  $z=3,78$ . Значит, длина волны принимаемого излучения почти в 5 раз больше исходной длины волны.

При красных смещениях, превышающих единицу, простые формулы (62), (63), связывающие красное смещение со скоростью удаления источника и расстоянием до него, уже неприменимы. Дело в том, что скорости космологического удаления далеких квазаров приближаются к скорости света, и кроме того, на гигантских расстояниях до них проявляются свойства кривизны пространства-времени, характеризующие общую геометрию Вселенной. Эти свойства изучаются космологией, основанной на общей теории относительности Эйнштейна. Некоторые из этих свойств (например, кривизна трехмерного физического пространства) известны пока не очень надежно; поэтому имеется некоторая неопределенность и в расчетах расстояний до квазаров. Самому большому значению красного смещения  $z=3,78$  отвечает расстояние 12—16 млрд. световых лет. Принимаемый сейчас свет испущен этим квазаром 12—16 млрд. лет назад; в те времена ни Земли, ни Солнца еще не существовало — возраст Солнечной системы «всего» около 5 млрд. лет.

В спектрах многих квазаров наблюдаются не только светлые эмиссионные линии, но и темные линии, линии поглощения. Они тоже смещены в красную сторону, однако для них значение красного смещения как правило меньше, чем для эмиссионных линий. Часто наблюдают даже несколько семейств линий поглощения в спектре одного и того же квазара, сдвинутых на различные значения  $z$  — от красного смещения самих эмиссионных линий до значительно меньших  $z$ . Линии поглощения возникают тогда, когда на пути света от квазара встречаются холодные облака газа, состоящие из атомов и молекул в нижних энергетических состояниях. Эти атомы и моле-

кулы способны поглощать энергию из непрерывного спектра квазар, они «выдают» в непрерывном излучении те волны (или кванты), которые соответствуют определенным переходам в их возбужденные состояния.

Как показали исследования, проведенные Д. А. Варшаловичем и его сотрудниками в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе АН СССР, семейства линий поглощения, по-видимому, возникают при прохождении света квазара сквозь галактики, лежащие на луче зрения от наблюдателя к квазару. Так как в ряде случаев красное смещение в линиях поглощения достигало значений, превышающих 2 или даже 3, то из этого следует вывод, что галактики имеются и на таких расстояниях, где наблюдать их непосредственно по излучению уже невозможно.

### Галактики и квазары

За последние два десятилетия накопилось множество свидетельств того, что квазары родственны галактикам и представляют собой обширные звездные системы с компактными центральными областями — ядрами, откуда исходит основная доля их излучения. Размеры ядер малы, их яркость намного выше яркости звезд, и потому квазары выглядят на астрономических фотографиях точечными источниками.

Пожалуй, первым из фактов, позволивших найти место квазаров в общей семье астрономических систем, был химический состав их излучающих областей: они испускают линии тех же химических элементов (и с той же относительной интенсивностью), что и Солнце или облака газа в диске нашей Галактики. «Нормальный» химический состав квазаров — на это сразу же обратил внимание И. С. Шкловский — прямо указывает на их родство с «обычными» звездными системами.

Очень важно, что параллельно с изучением квазаров продолжалось углубленное изучение галактик. Это позволило установить, что большая величина красного смещения — не исключительная привилегия квазаров. Красное смещение  $z=0,46$  было обнаружено у галактики 3С 295, проявляющей себя также повышенным радиоизлучением и потому еще ранее занесенной в 3-й Кембриджский каталог. Это красное смещение даже больше, чем у двух первых квазаров 3С 273 и 3С 48. Наибольшее красное смещение, зарегистрированное (в 1983 г.) у галактик,  $z=1,21$ , принадлежит галактике 3С 324 из того же каталога. Ме-



тоды наблюдения галактик со столь большими красными смещениями, примененные к квазарам, позволили непосредственно обнаружить вокруг самых близких из них протяженные светящиеся образования, которые оказались звездными системами, подобными обычным галактикам. В 1982 г. удалось наблюдать звездную систему вокруг ядра квазара 3С 273.

Глубокое родство имеется и в проявлениях активности ядер галактик и квазаров. Значительное сходство выявляется между радиоизлучающими квазарами и радиогалактиками, т. е. галактиками с повышенным радиоизлучением.

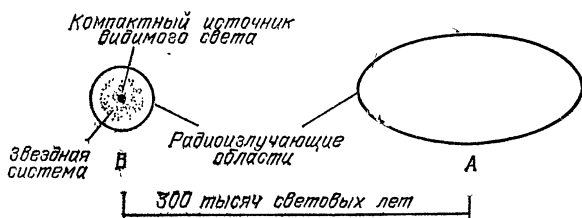


Рис. 32. Точечный источник видимого света, звездная система (открытая в 1982 г.) и протяженные области радиоизлучения в квазаре 3С 273.

Активные процессы в галактических ядрах стали предметом всестороннего изучения незадолго до открытия квазаров, с 1955 г., когда И. С. Шкловский дал объяснение явлению выброса из ядра галактики Дева А (см. ниже). В 1958 г. В. А. Амбарцумян выдвинул общую концепцию активности ядер галактик и привлек к этому явлению широкое внимание астрономов. Различные проявления активности ядер — переменность, истечения и выбросы вещества, радиоизлучающие компоненты — достигают в квазарах максимальных масштабов по энергетике и пространственным размерам. Резервуаром и генератором энергии для этих явлений служит ядро квазара, которое должно быть массивнее и гораздо компактнее, чем самые мощные ядра галактик.

Еще в год открытия квазаров, в 1963 г., удалось выяснить, что радиоисточник 3С 273 является двойным, у него имеются две излучающие области (рис. 32). Это установили австралийские радиоастрономы; в своих наблюдениях они использовали Луну в качестве естественного экрана

на, который заслоняет при своем движении источник радиоизлучения. Зная необходимые данные о движении Луны, можно с высокой степенью точности фиксировать положение источника на небе, выяснить его угловые размеры и даже внутреннюю структуру. Оказалось, что радиоизлучение ЗС 273 исчезает при покрытии Луной в два этапа: сначала поток резко уменьшается приблизительно вдвое, а еще через некоторое время и вовсе исчезает.

Падение интенсивности двумя ступеньками означает, очевидно, что Луна заслоняет сначала одну излучающую область, а затем и вторую. Более крупная из этих областей (компонента *A*) имеет вид сильно вытянутого эллипса, тогда как другая, несколько меньшая область (компонента *B*) более или менее сферична (вернее, выглядит на радиокarte почти правильным кружком). Центр компоненты *B* совпадает с положением оптического ядра квазара ЗС 273. Угловое расстояние между центрами обеих компонент составляет  $20''$ , что соответствует линейному расстоянию около 300 тысяч световых лет. Собственные размеры компонент приблизительно вдвое меньше расстояния между ними.

Развитие радиоастрономических наблюдений, особенно с использованием одновременно двух или нескольких радиотелескопов, находящихся далеко друг от друга, позволило в последние годы надежно подтвердить и уточнить двухкомпонентную структуру радиоисточника, связанного с квазаром ЗС 273. Исследования с помощью двух инструментов — 42-метрового радиотелескопа Национальной радиоастрономической обсерватории (США) и 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории — привели к выводу о том, что 20% излучения на волне 6 см от компоненты *B* исходит из области с угловым размером  $0,0004''$  или меньше, т. е. с линейным размером, не превышающим полтора световых года.

Двойственность радиоизлучающих областей — распространенное свойство радиоисточников, связанных с квазарами. Часто радиоизлучающие области сильно вытянуты и представляются скорее струями, чем облаками. Такие образования принято сейчас называть джетами (по английски «джет» значит «выброс»). Компонента *A* квазара ЗС 273 — один из примеров джета. У сильных источников радиоизлучения, таких как этот квазар, наблюдается обычно по одному крупному, протяженному джету. У более слабых источников имеется, как правило, два

джета, вытянутые вдоль одной линии, а в середине между ними находится компактный источник радиоизлучения, совпадающий с оптическим изображением квазара.

В ряде случаев джеты излучают не только радиоволны, но и видимый свет. Один оптический джет известен в астрономии уже очень давно, с 1917 г. На фотографии массивной эллиптической галактики Дева А заметно яркое вытянутое образование, исходящее из ядра галактики и имеющее размер до 5 тысяч световых лет. Само ядро этой галактики имеет массу  $(10^5-10^7)M_{\odot}$  и размер около 500 световых лет.

Очень похожий оптический джет найден в 1963 г. и на фотографии квазара 3С 273, сделанной с помощью 5-метрового телескопа обсерватории Маунт Паломар. По размеру, форме и положению он подобен радиокомпоненте А. Это, собственно, тот же джет, но обнаруженный не в радиоизлучении, а в видимом свете.

Сходство джетов у 3С 273 и у галактики Дева А — важное указание на общую природу явлений активности в квазарах и ядрах галактик.

Не менее важно и то, что многие массивные эллиптические галактики являются источниками интенсивного радиоизлучения. Такова, например, галактика Лебедь А. Ее радиоизлучение было обнаружено (случайно) еще в 1946 г. В диапазоне метровых волн она является самым ярким объектом неба. Только Солнце превосходит ее по величине принимаемого радиопотока, да и то всего в 2 раза. Радиосветимость Солнца  $L_{\odot r} = 10^{10}$  Вт; зная расстояние до радиогалактики Лебедь А,  $d \approx 1$  млрд. световых лет, и до Солнца,  $d_{\odot} = 8$  световых минут, находят радиосветимость радиогалактики:  $L_r \approx \frac{1}{2} L_{\odot r} (d/d_{\odot})^2 \approx 10^{38}$  Вт. По мощности излучения радиогалактика Лебедь А сравнима с квазарами 3С 273 и 3С 48, хотя и уступает самым мощным квазарам, светимость которых еще в 100–1000 раз больше.

В 50-е годы было установлено, что излучение радиогалактики Лебедь А исходит из двух областей, разделенных расстоянием около полумиллиона световых лет. Размеры областей — около 100 тысяч световых лет. Посредине между ними находится гигантская эллиптическая галактика с массивным ядром. Она тоже излучает радиоволны, хотя и слабее, чем обширные области вне ее. Одна из замечательных особенностей радиокартины этого источника — очень яркие пятна небольших размеров на внешних краях обеих протяженных радиокомпонент (рис. 33).

Не все радиогалактики имеют столь высокую радиосветимость, как Лебедь А, но поток радиоизлучения от них превышает поток радиоизлучения обычных галактик ( $\sim 10^{32}$  Вт) в сотни, тысячи или даже миллионы раз. Многие из них имеют по две излучающие области, как Лебедь А, обнаруживают выбросы и струи, подобные джете квазара 3С 273.

Самая близкая к нам гигантская радиогалактика лежит в направлении на южное созвездие Центавра. Расстояние до нее — 15 миллионов световых лет; мощность



Рис. 33. Схема строения радиогалактики Лебедь А.

радиоизлучения около  $10^{35}$  Вт. У нее имеются две радиокомпоненты. Общая протяженность радиоизлучающих областей достигает 3 миллионов световых лет. Эллиптическая галактика (рис. 34) диаметром около 50 тысяч световых лет находится в середине между радиокомпонентами; с нею связан компактный яркий источник радиоизлучения, который тоже является двойным; его размер в 100 раз меньше общего размера всей системы, а ось малых радиокомпонент приблизительно совпадает с осью больших радиокомпонент. Малые радиокомпоненты похожи на джеты из ядер галактики Дева А и квазара 3С 273. Их ориентация указывает на связь и малых, и больших радиоизлучающих областей с ядром центральной эллиптической галактики.

Самая далекая радиогалактика, отождествленная с оптической галактикой, это уже упоминавшаяся галактика 3С 324. Расстояние до нее около 7,5 млрд. световых лет; мощность излучения в несколько раз больше радиомощности Лебеда А.

Значительное сходство с квазарами имеют и сейфертовские галактики, названные так в честь открывшего их в 40-е годы американского астронома К. Сейферта. Они принадлежат к классу спиральных галактик и состав-

ляют приблизительно одну сотую их общей численности; но в отличие от обычных галактик этого типа (таких, как наша Галактика), сейфертовские галактики обладают компактными яркими ядрами, из которых исходит излучение в сильно расширенных линиях водорода и гелия \*), а также интенсивное излучение в непрерывном спектре.

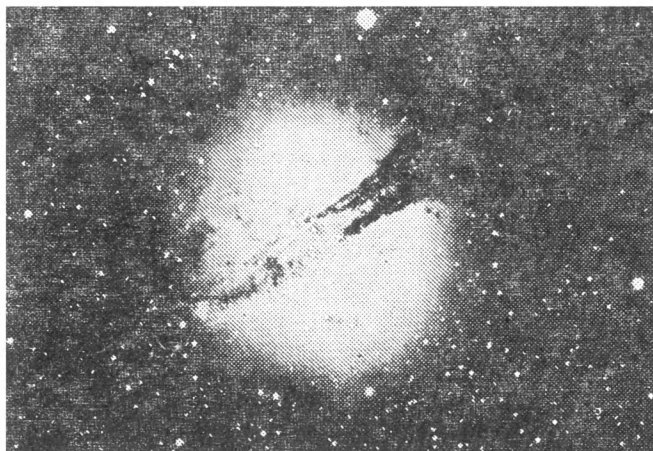


Рис. 34. Необычная эллиптическая галактика в центре радиогалактики Центавр А. Галактику пересекает темная полоса — это облака поглощающей свет газопылевой среды. Такие облака имеются обычно в дисках спиральных галактик. Высказывается предположение, что эта галактика представляет собою, возможно, результат столкновения двух галактик — эллиптической и спиральной.

Ядра являются иногда мощным источником радиоволн и рентгеновских лучей. Их излучение переменное, что, как и в случае квазаров, указывает на происходящие в ядрах этих галактик бурные процессы.

Родственны квазарам и так называемые лацертиды (от Лацерта — латинского названия созвездия Ящерицы, где был найден первый объект этого типа — галактика BL Ящерицы). Это сильные источники оптического, инфракрасного и радиоизлучения. Как и ядра квазаров, они

---

\*) Немного дальше мы объясним, из-за чего происходит уширение линий,

выглядят на фотографиях точечными источниками, окруженными иногда слабо светящимися ореолами, которые в действительности являются звездными системами. Лацертиды обнаруживают также сильную переменность. До недавнего времени в их излучении не удавалось обнаружить четких спектральных линий; из-за этого оценка расстояний до них оставалась не очень определенной. Сейчас линии в нескольких случаях обнаружены, измерено их красное смещение и по его значению произведено определение расстояний. Они оказались сравнимыми с расстоянием до далеких квазаров.

Итак, прослеживается вполне очевидная непрерывность свойств от нормальных галактик — через радиогалактики, эллиптические галактики с активными ядрами, сейфертовские галактики и лацертиды — к квазарам. Выяснение этого факта было решающим шагом к пониманию природы квазаров.

Остается сказать о ядре нашей Галактики. Оно не принадлежит к числу активных. Центральную область Галактики невозможно наблюдать оптическими методами из-за поглощения света газопылевыми облаками, лежащими на луче зрения. Данные о ней получены из наблюдений в инфракрасном и радиодиапазонах электромагнитных волн, для которых облака прозрачны. В центре вращения Галактики находится довольно яркий радиоисточник Стрелец А; его радиосветимость,  $\sim 10^{27}$  Вт, все же сильно уступает светимости квазаров и активных ядер. Наблюдения показали, что этот источник состоит из компактной (размером не более  $2 \cdot 10^{12}$  м) компоненты и протяженной компоненты.

С компактным радиоисточником совпадает по положению область интенсивного инфракрасного излучения размером  $3 \cdot 10^{15}$  м. Всего в пределах центрального парсека Галактики имеется около двух десятков инфракрасных источников. В этой области сосредоточено несколько миллионов звезд — их концентрации здесь существенно выше, чем в среднем по Галактике.

Недавно обнаружено, что из центральной области Галактики исходит гамма-излучение с энергией квантов около 511 эВ. Эта энергия равна энергии покоя электрона или позитрона, и потому такую гамма-линию в излучении центра Галактики связывают с процессом аннигиляции пар электронов и позитронов. Гамма-излучение центра Галактики переменное с характерным временем около полугода.

Процессы в центре Галактики привлекают сейчас большое внимание исследователей. Высказывается ряд интересных догадок о природе этих явлений; среди обсуждаемых возможностей — гипотеза двойной системы в компактном источнике Стрельца А, содержащей две черные дыры с массами до  $300 M_{\odot}$ ; допускается (хотя, по видимому, и с меньшими основаниями) черная дыра массой до миллиона солнечных масс. По мнению И. С. Шкловского многое объясняется предположением о вспышке сверхновой в центральном парсеке Галактики. Ряд признаков указывает на то, что в компактном источнике Стрельца А находится, возможно, нейтронная звезда с прецессирующими струями в тесной двойной системе, похожая на двойную звезду SS 433. Если так, то все, что наблюдается в центре Галактики, представляет собой более или менее рядовое явление, способное возникать и не обязательно там, где находится центр звездной системы.

### Излучающие области

Квазар, проявляющий все «типичные» свойства этих объектов, — такой, скажем, как первый из них, 3С 273 (см. рис. 32) — обладает компактным ядром, которое излучает в оптическом, инфракрасном, радио- и рентгеновском диапазонах волн. Ядро окружено звездной системой, похожей на сферическую составляющую нашей Галактики или на эллиптическую галактику. Ядро и звездная система погружены в протяженный радиоисточник, подобный компоненте В квазара 3С 273. На значительных расстояниях от ядра имеются джеты, протяженные радиоизлучающие компоненты, подобные компоненте А квазара 3С 273. Сейчас накоплен богатый наблюдательный материал, который позволяет составить довольно полное представление о физических условиях в радиоизлучающих компонентах, в центральной области, откуда исходят эмиссионные линии, даже в более глубоких недрах ядра, где рождается непрерывное оптическое, рентгеновское и гамма-излучение.

*Протяженные радиокомпоненты.* Их излучение имеет нетепловое происхождение. Бесспорный показатель — линейная поляризация радиоизлучения джетов и протяженных радиокомпонент; это в одинаковой степени свойственно и квазарам, и радиогалактикам.

Радиоволны рождаются здесь благодаря синхротронному механизму излучения. Хотя пространственные мас-

штабы радиоизлучающих компонент квазаров (и радиогалактик) совсем иные, локальные физические процессы по существу те же, что в Крабовидной туманности (вспомним гл. 3): электроны высоких энергий движутся в сравнительно слабых магнитных полях и излучают электромагнитные волны из-за неравномерности своего движения. Каждый электрон излучает независимо от других, общее излучение всей области складывается из волн, излучаемых отдельными электронами.

Вероятно, магнитное поле в протяженных компонентах квазаров сравнимо по величине индукции с магнитным полем Крабовидной туманности  $B \approx 10^{-7}$  Тл. Мы можем поэтому заимствовать из гл. 3 некоторые полезные сведения. Например, энергия релятивистских электронов, создающих радиоизлучение, оценивается величиной  $\epsilon \approx 10^{-10}$  Дж  $\approx 10^9$  эВ. Мощность излучения одного такого электрона  $w \approx 10^{-22}$  Вт. На основании этих данных легко найти полное число релятивистских электронов и их общую энергию в протяженных радиокомпонентах. Типичная радиосветимость компонент  $L \approx 10^{39}$  Вт. Чтобы ее создать, требуется следующее число частиц:

$$N \approx L/w \approx 10^{63}. \quad (6.4)$$

Их общая энергия

$$E \approx \epsilon N \approx 10^{53} \text{ Дж}. \quad (6.5)$$

За счет этой энергии светимость может поддерживаться в течение времени

$$t_r = E/L \approx 10^{14} \text{ с} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ лет}. \quad (6.6)$$

Интересно сравнить это время с возрастом источника. Ориентировочную оценку возраста радиокомпонент можно получить из естественного допущения, что они были выброшены в свое время ядром квазара.

Действительно, примеры галактик Дева А, Лебедь А, квазара 3С 273 не оставляют сомнений в том, что джеты и радиоизлучающие области — результат активности ядра галактики или квазара. Имеются примеры, когда радиоизлучающие области связаны с ядрами «мостами», наблюдаемыми в радиоизлучении. Расстояние между компонентами А и В в квазаре 3С 273 составляет приблизительно 300 тысяч световых лет. Скорость удаления компоненты А от ядра квазара во всяком случае не может превышать скорости света. Следовательно, явление, породившее ра-



диоизлучающие области, произошло не позднее, чем по крайней мере 300 тысяч лет назад.

Действительный возраст радиокомпонент может быть больше этой минимальной оценки. Но если он не превышает миллиона лет, запас энергии, оцениваемый соотношением (6.5), достаточен, как видно из (6.6), для того, чтобы обеспечивать наблюдаемую радиосветимость в течение всего этого времени.

Вернемся к предположению о магнитном поле, которое принято в сделанных выше оценках. Вероятно, частицы высоких энергий и магнитные поля, в которых они движутся, имеют общее происхождение; и те и другие порождаются в каком-то едином процессе и потому соотношение между полной энергией частиц и энергией магнитного поля не может быть полностью произвольным. В тех случаях, когда это удавалось проверить, обе энергии оказывались близкими. Такое приближенное, по порядку величины, равенство энергии частиц и магнитного поля (равнораспределение энергии между частицами и полем) существует, например, в Крабовидной туманности.

Для типичных условий, подобных условиям в компоненте В квазара 3С 273, энергия магнитного поля близка по значению к полной энергии частиц, если магнитное поле соответствует принятому выше значению магнитной индукции.

Идея синхротронной природы излучения джетов впервые выдвинута в 1955 г. И. С. Шкловским. Изучая выброс из галактики Дева А, он сделал предположение, что яркое оптическое свечение выброса обусловлено не звездами или горячим газом, как это принималось до того, а излучением высокоэнергичных электронов в магнитном поле. Годом позже это предположение получило подтверждение в наблюдениях линейной поляризации в излучении выброса.

Слабое оптическое свечение, наблюдаемое из области компоненты А квазара 3С 273, как и радиоизлучение этого джета, тоже несомненно имеет синхротронную природу.

*Эмиссионные линии.* Судя по перменности излучения в эмиссионных линиях, области в ядре квазара, где они возникают, гораздо компактнее радиокомпонент. Характерный размер составляет, по-видимому,  $10^{18}$  м. Присутствие в этой области излучающих атомов водорода означает, что температура газа близка к 10 тысячам градусов. (Физические условия здесь похожи на те, что и, например, в излучающих струях двойной звезды SS 433, — см. гл. 4.).

По наблюдаемому потоку излучения в эмиссионных линиях оценивают полную массу излучающего газа. Она оказывается равной  $(10^5-10^6)M_\odot$ .

Эмиссионные линии квазаров (а также и сейфертовских галактик) очень широкие. Это означает, что излучающие атомы имеют немалые собственные случайные скорости, добавочные к скорости удаления от нас источника как целого. Действительно, разброс скоростей на величину  $\Delta v$  в сторону больших и меньших значений вызывает — по эффекту Доплера — соответствующий разброс красных смещений вокруг среднего значения  $z$ :  $\Delta z \approx \Delta v/c$ .

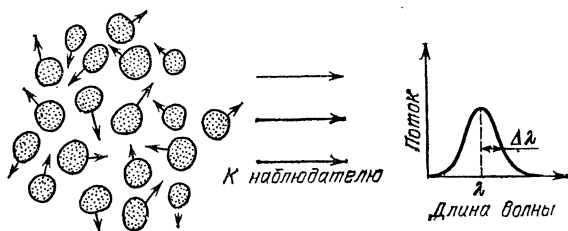


Рис. 35. Уширение эмиссионной линии из-за хаотических движений излучающих облаков.

Поэтому вся совокупность движущихся атомов излучает какую-то данную линию на разных длинах волн в пределах интервала красных смещений от  $z-\Delta z$  до  $z+\Delta z$  (рис. 35).

Типичная ширина линий в оптических спектрах квазаров соответствует разбросу красных смещений  $\Delta z = 5 \cdot 10^{-3}$ , что означает существование собственных движений атомов со скоростями  $|\Delta v| \approx 5 \cdot 10^{-3} c = 1,5 \cdot 10^6$  м/с \*).

Сравним эти скорости со скоростью теплового движения при температуре  $T \sim 10^4$  К:  $v_T \approx (kT/m_H)^{1/2} \sim 10^4$  м/с ( $m_H = 2 \cdot 10^{-27}$  кг — масса атома водорода). Сопоставление величин  $\Delta v$  и  $v_T$  приводит к выводу, что расширение линий излучения в квазарах связано не с тепловым движением атомов, которое для этого слишком слабо, а, вероятно, с движениями целых объемов газа — «облаков», причем скорости облаков существенно превышают скорость теплового движения. Кинетическая энергия облаков при

\*) Точнее, это величина проекции характерной скорости случайных движений на луч зрения; но случайные движения происходят с практически одинаковыми скоростями по всем направлениям,

их массе  $M_g = (10^5 - 10^6) M_\odot$

$$E_k = 1/2 M_g (\Delta v)^2 \sim 10^{47} - 10^{48} \text{ Дж.}$$

Чтобы движущиеся облака газа могли удерживаться в пределах объема с размером  $R$  (например, шара этого радиуса), сила тяготения должна быть достаточно велика. Облако не выйдет из объема, если его скорость меньше второй космической скорости, т. е. скорости отрыва от притягивающей массы  $M$ . Скорость отрыва есть  $\sqrt{2GM/R}$  и, значит, для удержания облака тяготеющая масса (ср. соотношение (5.5), имеющее, очевидно, тот же смысл) должна удовлетворять условию:

$$2GM/R \gtrsim (\Delta v)^2. \quad (6.7)$$

Выбирая в качестве размера области значение  $R = 10^{18}$  м, найдем из (6.7) ограничение снизу на массу ядра, способного удерживать движущиеся облака:

$$M \gtrsim \Delta v^2 R / G \approx 3 \cdot 10^{40} \text{ кг} \approx 10^{10} M_\odot. \quad (6.8)$$

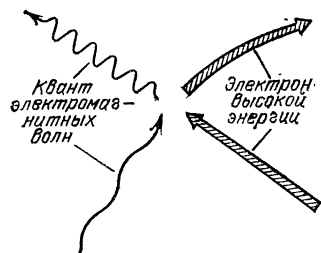
Это довольно значительная масса, существенно превышающая массы самых крупных галактических ядер. В действительности масса ядра квазара скорее всего меньше, чем  $10^{10} M_\odot$ ; она не удовлетворяет неравенству (6.8). Это должно означать, что облака, из которых исходят эмиссионные линии квазара, не связаны гравитационно с его ядром и удаляются от него со скоростями в несколько сотен или даже тысяч километров в секунду.

*Непрерывное излучение.* Характерное время переменности для непрерывного оптического излучения квазаров меньше, чем для эмиссионных линий. Поэтому меньше и возможные размеры излучающей области:  $\leq 10^{14} - 10^{15}$  м. Она находится глубоко в ядре квазара, под слоем излучающих линии облаков. Линейная поляризация излучения указывает на его нетепловую, синхротронную природу.

Если принять, что магнитное поле в этой области имеет индукцию  $B \sim 10^{-4}$  Тл (что много больше, чем в протяженных радиокомпонентах), то по общей теории синхротронного излучения можно найти, что видимый свет должны излучать электроны с энергией  $\epsilon \approx 10^{-9}$  Дж  $\approx 10^{10}$  эВ. Мощность излучения каждого такого электрона  $w \approx 10^{-13}$  Вт. Типичная наблюдаемая светимость ядер квазаров на частотах видимого света составляет  $L \approx 10^{41}$  Вт. Значит, число электронов в области  $N \approx L/w \approx 10^{53}$ , и их

полная энергия  $E \approx \epsilon N \approx 10^{45}$  Дж\*). Это наименьшая из трех энергий, которые мы здесь оценили: она в сотни раз меньше кинетической энергии облаков и в 100 миллионов раз меньше энергии релятивистских электронов в радиокомпонентах. Продолжительность излучения за счет этого запаса энергии очень мала,  $t = E/L \sim 10^4$  с  $\approx 3$  ч.

Рис. 36. Рассеяние фотона на электро-  
не высокой энергии. Исходная  
энергия фотона много меньше энер-  
гии электрона. Часть энергии элект-  
рона передается фотону в процессе  
их столкновения и взаимодействия.



Значит, в область, где возникает непрерывное оптическое излучение, должны постоянно доставляться все новые и новые высокоэнергичные частицы — иначе излучение прекратилось бы через несколько часов. Источником релятивистских электронов являются самые глубинные области ядра квазара.

При типичных размерах центральной области оптического синхротронного излучения и принятой величине магнитного поля полная энергия содержащихся в ней электронов близка к энергии магнитного поля — на этом основании и выбрано значение магнитной индукции.

Синхротронную природу со сравнимым темпом энерговыделения имеют также компактные источники инфракрасного и радиоизлучения в ядре квазара.

Что же касается рентгеновского и гамма-излучения ядер квазаров, то для его возникновения важен, вероятно, процесс рассеяния оптических фотонов на электронах больших энергий с обменом энергией между квантами и электронами (рис. 36). Электрон, обладающий высокой энергией,  $\sim 10^{-9}$  Дж, при столкновении с фотоном видимого света, энергия которого  $\hbar\omega$  на множество порядков меньше, может передать ему часть своей энергии, и тогда фотон, увеличив энергию, превратится из оптического в рентгеновский или гамма-фотон. (Этот процесс называется обратным эффектом Комптона.)

\*) Эта оценка, как и оценка (6.5), является минимальной — она не учитывает возможного поглощения синхротронного излучения в самом источнике.

При полном излучении ядра квазара на всех длинах волн со светимостью  $L \approx 10^{40} - 10^{41}$  Вт в течение, например, миллиона лет расходуется энергия  $E \approx 10^{53} - 10^{54}$  Дж. Эта величина близка к энергии радиоизлучающих компонент, которая, согласно нашей оценке, тоже расходуется приблизительно за миллион лет. Таковы общие масштабы энергетики излучающих областей квазаров.

Рассматривая сначала самые крупные образования — протяженные радиокомпоненты; затем области излучения вблизи ядра квазара и в нем самом, мы продвинулись в глубь ядра квазара до расстояний  $10^{14} - 10^{15}$  м от его центра. Что находится еще глубже, в сердцевине ядра, и что там происходит? Это главный вопрос физики квазаров. Ведь именно там, в недрах ядра, рождаются высокоэнергичные электроны и магнитные поля; оттуда выбрасываются облака газа, излучающие в линиях, бьют мощные струи — джеты.

Существующий сейчас подход к физике квазаров привлекает в качестве возможных «генераторов» его энергии очень плотную звездную систему, вращающуюся сверхмассивную звезду, огромную черную дыру. Они необязательно существуют одновременно, и их относительная роль различна, вероятно, в разных объектах и на разных стадиях их эволюции.

### Сверхплотная звездная система

Самые концентрированные из известных непосредственно наблюдаемых звездных систем — ядра шаровых звездных скоплений. Звезды расположены в них настолько тесно, что их изображения на фотографиях сливаются в сплошное пятно. В сфере радиуса  $\sim 10^{16}$  м в центре шарового скопления находятся  $10^5$  звезд с полной массой около  $10^5 M_{\odot}$ . Но по сравнению с ядром квазара размер этой области в 10—100 раз больше, а содержащаяся в ней масса в  $10^3 - 10^5$  раз меньше.

Звездная система в ядре квазара должна быть гораздо компактнее любой наблюдаемой звездной системы. Отсюда проистекают ее особые свойства, наиболее важное из которых — быстрая эволюция, ведущая к существенным изменениям строения системы за времена, много меньшие ее возраста.

*Скорости и температура.* Любая звездная система — это система многих частиц, которыми являются отдельные звезды. В ее поведении имеется немало общего с такими

системами многих частиц, изучаемыми в физике, как газ, плазма, электроны в твердом теле. В обычном газе столкновения частиц друг с другом приводят к случайным изменениям скорости каждой частицы. Хотя скорости отдельных частиц все время меняются, можно говорить о величине характерной или средней скорости частицы, под которой мы будем понимать корень квадратный из среднего квадрата скорости. Пусть, например, после первого столкновения частица имеет значение квадрата скорости  $v_1^2$ , после второго —  $v_2^2$ , после третьего —  $v_3^2$  и т. д. Эти значения случайны и их заранее предсказать нельзя. Средний квадрат скорости равен сумме всех этих значений  $v_1^2$ ,  $v_2^2$ ,  $v_3^2$  и т. д., разделенной на число столкновений.

Имеется и другая средняя величина квадрата скорости, которая получается, если сложить мгновенные значения квадратов скорости всех частиц системы в какой-то момент времени и разделить эту сумму на число частиц. Согласно одному из законов газов столкновения перестают изменять состояние газовой системы как целого, когда обе средние величины — средний квадрат скорости одной частицы, вычисленной за времена многих ее столкновений, и средний мгновенный квадрат скорости частиц системы — становятся равными друг другу. О таком состоянии газа говорят как о термодинамически равновесном состоянии.

Столкновения частиц газа обязательно приводят к этому состоянию; процесс приближения к нему называется релаксацией. Длительность релаксации определяется частотой столкновений частиц и обычно близка к нескольким временам свободного пробега частицы между двумя последовательными столкновениями.

В состоянии равновесия средний квадрат скорости частиц газа определяется температурой системы:  $\overline{v^2} = 3kT/m$ . (Здесь, как всегда,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m$  — масса частицы.)

Динамику звездной системы, в которой имеется множество случайно движущихся частиц — звезд, тоже можно характеризовать квадратом скорости звезд. В стационарном гравитационно связанном состоянии системы характерная величина квадрата скорости определяется хорошо уже известным нам соотношением (см. гл. 5):

$$v_G^2 \approx GM/R, \quad (6.9)$$

где  $M$  — масса системы,  $R$  — ее характерный радиус; считаем, что звездная система имеет сферическую форму.

Если гравитационно связанная стационарная система содержит и звезды и газ, находящиеся в гидростатическом равновесии в общем гравитационном поле системы, то средний квадрат тепловой скорости частиц газа совпадает с характерной величиной квадрата скорости звезд:  $\overline{v^2} = v_g^2$ . Это связано с тем, что ускорение любого тела в поле тяготения не зависит от его массы и определяется только самим полем тяготения. Поэтому и скорости тел не зависят от их масс. Например, два спутника разных масс движутся по одной и той же орбите вокруг Земли с одной и той же скоростью, которая определяется лишь массой Земли и радиусом орбиты.

Из сравнения величин  $\overline{v^2}$  и  $v_g^2$  видно, что состояние гравитационно связанной стационарной системы можно характеризовать температурой:

$$kT = GmM/3R. \quad (6.10)$$

Это температура газа, но о величине (6.10) можно говорить и как о температуре звездной системы.

*Теплоемкость.* Температуру (6.10) можно выразить через энергию системы. Для этого воспользуемся одной из общих теорем механики — так называемой теоремой вириала. Из нее следует, что кинетическая энергия стационарной системы  $E_k$  связана с абсолютной величиной ее гравитационной потенциальной энергии  $U$  соотношением  $E_k = 1/2 |U|$ , где  $U \approx -GM^2/R$ . Полная энергия системы

$$E = E_k + U = -E_k \approx -GM^2/2R. \quad (6.11)$$

Она равна кинетической энергии, взятой со знаком минус, или, что то же, половине потенциальной энергии. (Легко видеть, что соотношение (6.9) тоже вытекает из теоремы вириала.) Знак минус у полной энергии — признак связанности системы. Чтобы удалить все частицы системы на большие расстояния друг от друга, нужно внести в нее энергию извне.

Поскольку  $GM/R \approx -U/M = -E/2M$ , то температуру звездной системы можно выразить через ее полную энергию следующим образом:

$$kT = 2/3 |E| (m/M) \propto |E|. \quad (6.12)$$

Отсюда видно, что увеличение энергии системы ведет не к увеличению, а к уменьшению ее температуры. Увеличение энергии уменьшает абсолютную величину отрицательной энергии  $E$ , а температура пропорциональна

именно абсолютной величине  $E$ . По той же причине уменьшение полной энергии, т. е. ее возрастание по абсолютной величине ведет к повышению температуры.

В этом отношении гравитационные системы противоположны газам. Можно сказать, что они имеют отрицательную теплоемкость: сколько ни «черпай» энергию из гравитационной системы, она будет становиться от этого только горячее. Этим свойством обладают все гравитационные системы — и отдельная звезда, и целая звездная система.

Есть и еще одна замечательная особенность температурного поведения гравитационных систем. Пусть две звездные системы с разными температурами  $T_1$  и  $T_2$  приведены в соприкосновение друг с другом, так что звезды одной системы могут проникать в другую и между системами возникает обмен энергией. Обмен энергией, как и в газе, происходит путем «столкновений» звезд. Под «столкновением» двух звезд нужно понимать их гравитационное взаимодействие при близком прохождении друг от друга, хотя они и не соприкасаются непосредственно. Звезды более горячей системы, обладающие в среднем большей характерной скоростью и кинетической энергией, при столкновении со звездами более холодной системы будут чаще отдавать им свою энергию, чем получать от них. Значит, более горячая система будет терять энергию, а более холодная получать ее. Однако, теряя энергию, горячая система будет не охлаждаться, а наоборот, нагреваться; холодная же система, получая энергию, будет охлаждаться. Таким образом, различие температур этих систем не уменьшается со временем, а возрастает.

Как ни удивительны эти тепловые парадоксы, они не выходят за рамки законов физики, общих для всех физических систем.

*Ядро и гало.* Когда какая-то звезда получает в результате сближений с другими звездами кинетическую энергию, близкую к той, которая требуется для ухода из системы, ее орбита становится сильно вытянутой, а сама звезда может при движении по ней подходить к самому краю, к наружной границе системы. Звезд с такими орбитами немного и их тем меньше, чем более вытянута орбита. Это означает, что плотность звезд спадает к границам системы. Разреженная область на периферии звездной системы называется гало системы.

С другой стороны, те звезды, которые в результате сближений отдали энергию звездам гало, испытывая, так



сказать, отдачу, сосредоточиваются во внутренней, центральной области системы, образуя довольно плотное ее ядро. Таким образом, звездная система в ходе эволюции приобретает специфическую структуру, в которой можно различать три элемента: среднюю часть, более плотное ядро и разреженное гало.

Мы видим, что релаксация, приближение к равновесию, делает систему не более однородной (как это происходит в жидкостях и газах), а наоборот, создает в ней неоднородность, формирует ее внутреннюю структуру.

Звезды, составляющие гало и ядро, различаются не только размерами их орбит. Они составляют как бы две подсистемы и одна из них — ядро — вложена в другую — гало, причем звезды гало при своих движениях пересекают область ядра.

У этих подсистем различна средняя кинетическая энергия звезд: у гало она меньше, а у ядра больше. Хотя звезды гало получают, как мы говорили, кинетическую энергию от звезд ядра, их средняя кинетическая энергия от этого не возрастает, а наоборот, убывает, так как звезды гало выходят на более высокие орбиты, и потому размер составляемой ими подсистемы возрастает. Но кинетическая энергия системы и ее температура связаны с размером системы соотношением обратной пропорциональности:

$$E_k \propto T \propto 1/R.$$

Звезды ядра, отдающие энергию звездам гало, оседают к центру системы, и так как при этом размер ядра убывает, средняя кинетическая энергия звезд и температура этой подсистемы возрастают. Можно сказать, что звездная система содержит в себе разреженное холодное гало и плотное горячее ядро.

Обмен энергией между ядром и гало звездной системы усиливает различие их плотностей и температур. Даже слабое начальное различие ядра и гало неизбежно возрастает и усиливается с течением времени. Механизм такой неустойчивости — парные сближения звезд, при которых «горячие» звезды ядра отдают (чаще, чем получают) кинетическую энергию «холодным» звездам гало. Это пример контакта двух звездных систем или подсистем, сопровождающийся явлением, о котором мы уже упоминали: при таком контакте холодная система становится холоднее, а горячая горячее. Их плотности тоже стремятся при этом к еще большему различию.

*Контактные столкновения.* В ходе релаксации эволюция системы убыстрается. Ее сжатие, особенно в более плотной центральной области, происходит все быстрее, и наконец звезды оказываются в столь малом объеме, что начинают испытывать прямые контактные столкновения друг с другом. Если прежде звезды взаимодействовали друг с другом только гравитационно, то теперь они взаимодействуют контактно, ударяясь друг о друга.

Принципиальные черты этого особого этапа эволюции сверхплотной звездной системы изучены в работах, выполненных Л. Э. Гуревичем в нашей стране и Л. Спитцером в США:

При таких столкновениях звезды приходят в непосредственный контакт друг с другом, и ясно, что при этом произойдут разнообразные явления, способные сильно изменить внутреннее строение звезд: они могут деформироваться, потерять часть вещества внешних своих слоев, разбиться на части, а может быть, наоборот, слипнуться. При таких явлениях определенная доля кинетической энергии относительного движения сталкивающихся звезд переходит в кинетическую энергию сбрасываемого вещества; значительная ее доля тратится и на нагрев материала звезд, когда они в результате столкновения слипаются.

Эти потери энергии — отличительная черта контактных столкновений. Всякий отвод энергии движения звезд в гравитирующей системе приводит к ее сжатию, а это в свою очередь вызывает увеличение скоростей звезд и их кинетической энергии. Но чем плотнее система и чем больше скорости звезд, тем чаще их столкновения. Значит, «включение» контактных столкновений убыстряет сжатие системы, а тем самым делает частоту столкновений еще большей, так что этот процесс сам себя ускоряет.

*Стадия квазара.* Теория сверхплотных звездных систем служит основой для исследования эволюционных процессов, способных привести центральную область галактики, ее ядро, к состоянию бурной активности. Первым этапом этой эволюции может служить постепенное сжатие звездной системы.

В сложных системах, содержащих массивные и компактные звездные скопления, главным механизмом эволюции могут служить не сближения звезд друг с другом, а сближения звезд со скоплениями и самих скоплений между собой. Гравитационное взаимодействие при таких сближениях, очевидно, гораздо эффективнее, чем при сближении одиночных звезд. Поэтому сложная система

способна довольно быстро эволюционировать на стадии гравитационных взаимодействий и перейти затем к следующему этапу эволюции, к стадии контактных столкновений, на которой распределение звездных скоплений становится настолько плотным, что происходит, вероятно, перемешивание всех их звезд и образуется единая сверхплотная звездная система с массой и размерами, характерными для ядер квазаров и активных галактик.

Если ядра квазаров и активных галактик действительно содержат в себе сверхплотные звездные системы, то эти системы несомненно находятся на стадии контактных столкновений звезд.

Частые контактные столкновения звезд ведут к двум новым явлениям — накоплению в звездной системе газа, потерянного звездами при их соударениях, и к возникновению в ней молодых массивных звезд, которые образуются из этого газа. Звезды с массами в  $(10-30)M_{\odot}$  ярко светят и исчерпывают запасы своего ядерного топлива за несколько миллионов или десятков миллионов лет. Вероятный итог их жизненного пути — отделение оболочки, а затем вспышка сверхновой, при которой большая часть их вещества рассеивается, а плотный остаток превращается в нейтронную звезду.

Еще до открытия квазаров, в 1960 г., И. С. Шкловский указал на важную роль вспышек сверхновых в явлениях активности галактических ядер. Так как полное энерговыделение при каждой вспышке сверхновой составляет  $10^{44}-10^{45}$  Дж, то для объяснения энергетики мощных радиогалактик и квазаров требуется, чтобы ежегодно в их ядрах взрывалось по 100—1000 сверхновых. Это вполне могло бы обеспечить среднюю светимость на характерном для квазаров уровне  $10^{39}-10^{40}$  Вт. Особенно важно, что результатом вспышек сверхновых (как следует из непосредственных наблюдений, например, Крабовидной туманности) является возникновение большого числа релятивистских частиц, создающих нетепловое, синхротронное излучение. Генерация энергии в нетепловых формах, т. е. в форме релятивистских частиц и магнитных полей, служит принципиальной чертой активности ядер галактик и квазаров.

Вспышки сверхновых способны объяснить также и факт сильной нерегулярной переменности, наблюдаемой у многих квазаров.

Накопление в ядре галактики или квазара большого числа нейтронных звезд, остатков сверхновых служит до-

полнительным источником энергии в нетепловых формах. Нейтронные звезды, обладающие сильными магнитными полями, являются мощными генераторами релятивистских электронов. Хотя конкретные физические механизмы рождения и ускорения частиц еще и не вполне ясны, наблюдения радиопульсаров с несомненностью указывают на это их свойство.

### Сверхмассивная звезда

Из газа, освобождаемого звездами при их столкновениях или при вспышках сверхновых, могут возникать не только обычные массивные звезды, знакомые по наблюдениям, но и гипотетические звезды очень больших масс — до  $(10^8 - 10^9) M_{\odot}$ . Главная особенность сверхмассивных звезд — преобладание в них лучистого давления, т. е. давления излучения, над газовым давлением.

*Светимость.* Равновесие сил давления излучения и тяготения определяет светимость сверхмассивной звезды. Сила давления излучения, действующая на газ, создается по существу потоком квантов из внутренней горячей области звезды наружу. Поток излучения увлекает за собой электроны, а электроны «тянут» и ядра, связанные с ними кулоновским электрическим взаимодействием.

Тот факт, что поток электромагнитных волн способен создавать силу давления, действующую на вещество, впервые установлен экспериментально в 1901—1909 гг. классиком отечественной физики П. Н. Лебедевым. Тем самым был надежно подтвержден один из принципиальных выводов теории электромагнетизма, сформулированной к концу XIX века Дж. К. Максвеллом и Г. Герцем. Светимость, соответствующая равенству сил тяготения и давления излучения, равна:

$$L_E = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} M = 1,25 \cdot 10^{31} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ (Вт)}. \quad (6.13)$$

Замечательно, что в выражение (6.13) не входит радиус  $R$ , и светимость  $L_E$  зависит только от массы звезды. Это соотношение получено А. Эддингтоном; величина  $L_E$  называется эддингтоновской светимостью. При массе в миллиард масс Солнца сверхмассивная звезда обладает гигантской светимостью, в сотни раз превышающей типичную светимость галактик.

*Магнитная сверхзвезда.* Очевидно, что самой по себе высокой светимости еще недостаточно, чтобы сверхмассив-

ная звезда создавала явление квазара. Ее излучение — это тепловое равновесное излучение, а требуется, чтобы в ядре квазара существовал источник энергии в нетепловых формах. Сверхмассивная звезда может служить таким источником, если она вращается и обладает сильным магнитным полем. Теория «магнитной сверхзвезды» разработана в Физическом институте им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР.

Такая звезда представляет собою как бы гигантский пульсар. Ее вращение создает электрические поля и обеспечивает магнитно-дипольное излучение электромагнитных волн, которые ускоряют электроны до релятивистских энергий. На основании общих формул для магнитно-дипольного излучения (см. гл. 3) можно рассчитать, что звезда с массой в миллиард солнечных масс, радиусом  $r_s = 10^{15}$  м, магнитным полем с индукцией  $B = 10$  Тл и периодом вращения один год имеет мощность  $10^{41}$  Вт, характерную для сильных нетепловых источников в ядрах квазаров.

Не исключено, что вращающаяся магнитная сверхзвезда способна выбрасывать струи или сгустки плазмы и релятивистских электронов вдоль оси своего магнитного поля. Это объяснило бы происхождение джетов и протяженных радиоизлучающих компонент.

После миллиона лет жизни сверхмассивная звезда катастрофически сжимается. Если ее масса составляет миллиард масс Солнца, это сжатие неудержимо и звезда превращается в результате в черную дыру. Судьба звезд с меньшими массами — до  $(10^5 - 10^6) M_\odot$  — иная. Как показали расчеты Г. С. Бисноватого-Когана и его коллег в Институте космических исследований Академии наук СССР, сжатие таких звезд после миллиона лет существования завершается термоядерным взрывом, при котором выделяется энергия

$$E_N \approx 10^{45} M/M_\odot (\text{Дж}).$$

Если звезды с массами  $\sim 10^5 M_\odot$  взрываются в среднем раз в 30 лет, это может обеспечить среднюю светимость ядра квазара на высоком уровне  $\sim 10^{41}$  Вт. Предполагается, что, как и при вспышках сверхновых, в таких взрывах возникают потоки релятивистских частиц, способных создавать нетепловое синхротронное излучение.

## Сверхмассивная черная дыра

Слова «квазар» и «черная дыра» появились в языке почти одновременно, около 20 лет назад. Сейчас они все чаще встречаются рядом в книгах и научных статьях. Почти наверняка можно предсказать, что в последовательной и полной теории квазаров черные дыры будут играть ключевую роль. Идею о черных дырах в квазарах первым высказал Я. Б. Зельдович в 1964 г.

Формирование черной дыры в центре сверхплотной звездной системы может идти различными путями. Один из них — коллапс сверхмассивной звезды. Возможно, что из газа, накапливающегося в звездной системе на стадии контактных столкновений образуются не звезды, а массивное и плотное газовое облако в центре, которое постепенно охлаждается и претерпевает общее гравитационное сжатие до состояния черной дыры, минуя промежуточные квазистационарные состояния, подобные состоянию равновесия вещества в сверхмассивной звезде. Сжатие центральной области сверхплотной звездной системы также способно привести непосредственно к образованию черной дыры.

*Гравитационный радиус.* Черная дыра возникает тогда, когда в ходе коллапса радиус тела массой  $M$  окажется меньшим величины  $r_g = 2GM/c^2$ , называемой гравитационным радиусом.

Сила тяготения вблизи гравитационного радиуса столь велика, что даже свет не может ее преодолеть: луч света, испущенный с поверхности тела, радиус которого меньше его гравитационного радиуса, не выходит наружу. Об эффекте пленения света сильным гравитационным полем писал еще в конце XVIII века П. Лаплас. Опираясь на ньютонову теорию тяготения, он утверждал, что тяготение звезды с плотностью как у Земли и диаметром, превышающим диаметр Солнца в 250 раз, не выпускает свет этой звезды. Легко видеть, что скорость, которой должно обладать тело, чтобы оторваться от такой звезды, вторая космическая скорость  $\sqrt{2GM/r}$ , сравнивается со скоростью света. Скорость отрыва равна скорости света при радиусе, равном гравитационному радиусу.

Нейтронные звезды, самые плотные из реально наблюдаемых небесных тел, не очень далеки от состояния черной дыры. При массе  $1,5 M_\odot$  гравитационный радиус  $r_g = 4,67$  км; это всего вдвое меньше типичного радиуса нейтронной звезды  $\sim 10$  км.

Черные дыры еще не открыты в природе, они остаются пока гипотетическими объектами, но в их существовании вряд ли можно сомневаться. Наблюдательные поиски черных дыр составляют одну из самых увлекательных задач астрономии. Сейчас имеется целый ряд звезд, которые считаются вероятными кандидатами в черные дыры. Об этом мы уже упоминали в гл. 1.

Что же касается квазаров, то непосредственные наблюдения не позволяют «увидеть» там ни сверхплотной системы звезд, ни единой сверхмассивной дыры, ни тем более черной дыры. И все же без черных дыр в квазарах, кажется, не обойтись.

Черная дыра в ядре квазара должна содержать очень значительную массу — до миллиарда масс Солнца. При  $M=10^9 M_\odot$  гравитационный радиус  $r_g=3 \cdot 10^{12}$  м. Это всего лишь в 10 раз больше верхнего предела для размера центральной области квазара 3C 273 (см. выше). Средняя плотность шара такой массы при радиусе, равном гравитационному, довольно мала, в 50 раз меньше плотности Солнца. Ясно, что при таких условиях в состоянии самого вещества нет ничего необыкновенного; но создаваемое этим телом внешнее поле тяготения сильнее любого силового поля в природе. С сильным полем тяготения черной дыры и связана, как можно полагать, мощная энергетика квазаров.

*Аккреция.* Черная дыра сама по себе ничего не излучает; наоборот, она захватывает свет и частицы извне. Но в ее сильном гравитационном поле частицы разгоняются до больших скоростей — они падают на черную дыру, приближаясь к критической поверхности радиуса  $r_g$  со скоростью, стремящейся к скорости света. Частицы, аккрецируемые черной дырой, обладают большой кинетической энергией. Весь вопрос в том, как извлечь ее из окрестности черной дыры.

Я. Б. Зельдович предложил рассмотреть картину несимметричной аккреции, когда частицы падают на черную дыру не строго радиально, а пролетают от ее центра на расстоянии, равном, например,  $3r_g$ . Пучки или сгустки частиц, падающие так с разных сторон, ускоряются в поле тяготения и могут сталкиваться друг с другом. Часть большой кинетической энергии их относительного движения переходит при столкновениях в тепло. Газ из-за этого нагревается и излучает электромагнитные волны, которые могут покинуть окрестности черной дыры. Согласно расчетам выделяемая таким путем энергия достигает одной

десятой энергии покоя сталкивающихся частиц. Напомним для сравнения, что при термоядерных реакциях выделяется не более одной сотой энергии покоя вещества.

Этот процесс доказывает принципиальную возможность извлечения значительной энергии из сильного поля тяготения черной дыры. Аккрецирующая черная дыра может, как мы видим, служить эффективным источником энерговыделения.

Процесс аккреции в большой эллиптической галактике с черной дырой в центре мог бы питаться газом, который сбрасывается звездами галактики на поздних стадиях их эволюции (путем отделения оболочек красных гигантов и т. п.). Этому газу ничего не остается, как падать к центру галактики, где он и захватывается черной дырой. Такую возможность указал в конце 60-х годов И. С. Шкловский. Недавно появились прямые наблюдательные указания на наличие значительных масс газа в некоторых эллиптических галактиках.

Если принять, основываясь на наблюдениях и теории звездной эволюции, что звезды теряют в среднем  $10^{19}$  кг в год в расчете на одну массу Солнца, то от всех звезд крупной эллиптической галактики с массой  $10^{12} M_{\odot}$  можно ожидать выделения  $10^{31}$  кг газа в год. «Коэффициент полезного действия» черной дыры  $\kappa$  можно определить как долю энергии покоя газа, которая преобразуется в выходящее наружу излучение. Тогда средняя светимость черной дыры

$$L = \kappa J c^2 \approx 3\kappa \cdot 10^{40} \text{ (Вт)}, \quad (6.14)$$

где  $J$  — аккреционный поток, т. е. масса газа, падающая к черной дыре в единицу времени. Принятый выше темп выделения газа в крупной эллиптической галактике соответствует  $J = 3 \cdot 10^{23}$  кг/с.

Энерговыделение ядра на уровне  $L = 10^{39}$  Вт, характерное для активных ядер эллиптических галактик, обеспечивается, как видно из соотношения (6.14), при коэффициенте полезного действия  $\kappa \gtrsim 0,03$ , что согласуется с расчетами, о которых говорилось выше.

Большое энерговыделение может быть связано с аккрецией газа из сверхплотной звездной системы в ядре квазара, когда эта система переходит к стадии контактных столкновений звезд. Как показал Л. Спитцер, в каждом акте контактных столкновений может выделяться в виде



газа около 5% массы сталкивающихся звезд, если каждая из них имеет массу Солнца. Например, в звездной системе с массой  $10^9 M_{\odot}$  и радиусом  $10^{15}$  м каждая звезда испытывает одно контактное столкновение в среднем через время  $\tau_c$ , т. е. каждые десять тысяч лет. Это означает, что во всей системе столкновения случаются в среднем каждые 5 минут ( $\tau_c/N \approx 300$  с). Отсюда следует оценка аккреционного потока на черную дыру в центре звездной системы:

$$J = 0,05 \cdot 2M_{\odot}N/\tau_c \approx 10^{26} \text{ кг/с.}$$

Такой поток способен обеспечить светимость на высоком уровне  $10^{41}$  Вт, характерном для самых мощных квазаров, при коэффициенте полезного действия черной дыры  $\eta > 0,01$ .

*Аккреционный диск.* Поток газа, падающего на черную дыру, может обладать моментом количества движения (вращательным моментом). Это наверняка так, когда сверхплотная звездная система в ядре квазара вращается, хотя бы и не слишком быстро. Приближаясь к черной дыре, газ убыстряет свое вращение вокруг оси вращения звездной системы. В соответствии с законом сохранения момента количества движения, скорость вращения возрастает обратно пропорционально расстоянию до оси вращения. Если представить себе процесс аккреции как оседание к черной дыре вращающегося облака газа, станет ясно, что облако сжимается вдоль оси вращения быстрее, чем поперек оси, ибо сжатие в поперечном направлении мешают возрастающие центробежные силы. В результате вокруг черной дыры образуется сильно сплюснутое вращающееся облако, которое называют аккреционным диском \*).

Диск вокруг сверхмассивной черной дыры похож на кольца Сатурна. Но кольца Сатурна образованы твердыми телами, а диск вокруг черной дыры является газовым. Столкновения между частицами газа приводят к тому, что они движутся не по круговым орбитам, а по скручивающимся спиралям, и постепенно приближаются к критической поверхности черной дыры. Столкновения частиц нагревают диск и часть его тепловой энергии излучается в виде электромагнитных волн.

---

\*) Теорию аккреционных дисков разработали советские астрофизики В. Г. Горбачкий, Н. И. Шакура и Р. А. Сюняев и английские теоретики Д. Линден-Белл, М. Рис и Дж. Прингл.

Излучение нагретого диска — это тепловое излучение. А как получить от черной дыры энергию в нетепловых формах? Вероятно, и в этом случае, как и в случае сверхмассивной звезды, нужно исходить из предположения о магнитных полях и аналогий с пульсарами. Если аккреционный диск пронизан магнитными полями, поперечными его плоскости, как это предполагает Р. В. Э. Лавлейс из Корнельского университета (США), то вращение диска способно генерировать сильные электрические поля. Электрические поля ускоряют заряженные частицы до релятивистских энергий; двигаясь в магнитных полях, эти частицы должны рождать энергичные кванты, которые в свою очередь рождают пары электронов и позитронов, т. е. развивается каскадный процесс того же типа, что и в радиопулсарах.

Генерация релятивистских частиц происходит в области, размер которой сравним с гравитационным радиусом. Это означает, что характерное время возможных изменений потока энергии ограничено снизу величиной

$$r_g/c = 2GM/c^3 \approx 10^{-5} M/M_\odot \text{ (с)}.$$

При массе  $M=10^9 M_\odot$  от квазара можно ожидать переменности с характерным временем  $\geq 10^4$  с, т. е. около трех часов и более. Рекордно быстрая переменность с характерным временем  $\sim 200$  с, о которой мы говорили, соответствует массе черной дыры не более  $2 \cdot 10^7 M_\odot$ .

Теория аккреции и аккреционных дисков вокруг черных дыр позволит, можно надеяться, объяснить происхождение выбросов — джетов и протяженных радиокомпонент из ядер активных галактик и квазаров. То обстоятельство, что в ряде наблюдаемых случаев выбросы происходят в одном и том же направлении на протяжении нескольких миллионов лет, означает наличие выделенного направления в ядре источника, которое остается фиксированным в течение всего этого времени. Такое направление может быть связано с осью вращающегося аккреционного диска. Поиски физического механизма, способного обеспечить выброс сгустков плазмы вместе с релятивистскими частицами или узких струй релятивистских частиц вдоль этой оси, — одна из самых трудных задач физики квазаров и активных ядер галактик.

Замечательное сходство релятивистских струй, выбрасываемых двойной звездой SS 433 и джетов в квазарах и радиогалактиках; общий процесс синхротронного излучения, действующий как в радиопулсарах, так и в ква-

зарах; целый ряд иных общих признаков и свойств этих объектов,— все это означает, вероятно, что в природе существуют определенные физические процессы, развивающиеся с одинаковой эффективностью в объектах, размеры которых различаются в  $10^{10}$  и более раз. Исследования пульсаров и квазаров, нейтронных звезд и массивных черных дыр превращаются сейчас в единую область изучения физических процессов, связанных с высокими энергиями частиц и сильными полями тяготения. Главные ее результаты еще впереди.

## РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Отлаживая аппаратуру для наблюдений радиоизлучения гало Галактики, американские астрофизики А. Пензиас и Р. Вильсон обнаружили в рупорной приемной антенне своего радиотелескопа слабый не исчезающий фон. Попытки устранить или снизить его с помощью технических усовершенствований ни к чему не привели. Нельзя было приписать его и земным помехам. Радиошум оставался неизменным в течение почти целого года непрерывной работы, и это означало, что он никак не зависит от ориентации антенны, изменяющейся при годовом вращении Земли.

Неустрашимый шум создавался в антенне космическим фоном радиоволн, равномерно заполняющих всю Вселенную. Такое объяснение дали этому явлению Р. Дикке и его сотрудники из Принстонского университета (США). Но еще ранее, почти за 20 лет до того, космический фон излучения был предсказан Г. Гамовым. Фоновое излучение не было испущено какими-либо источниками, а существовало во Вселенной с самых первых мгновений ее расширения. Оно сохранилось с тех времен, когда вещество планет, звезд и галактик находилось в состоянии «первичной» плотной и горячей плазмы, однородно заполняющей все пространство. Это остаточное, реликтовое излучение.

За открытие реликтового излучения А. Пензиасу и Р. Вильсону присуждена Нобелевская премия по физике 1968 года. В традиционной лекции при получении премии Р. Вильсон вспоминал, что в 1965 г. в первом сообщении о своих результатах авторы старались избежать любого обсуждения космологического объяснения их открытия: «мы никоим образом не занимались этим вопросом. Мы считали, что наши результаты не зависят от теоретических интерпретаций и могут пережить любую из них. Нас удовлетворяло, что загадочный шум, присущий нашей антенне, имеет хотя бы какое-то объяснение, а тем более относящееся к важным вопросам космологии».

## Чернотельный спектр

Антенна А. Пензиаса и Р. Вильсона была настроена на длину волны 7,35 см. К настоящему времени проведены многочисленные наблюдения реликтового излучения на различных длинах волн от полуметра до долей миллиметра. По этим данным можно построить зависимость энергии излучения от длины волны или частоты. Найденная таким образом зависимость в точности соответствует тому, что нужно ожидать для чернотельного теплового излучения с температурой 2,7 К (рис. 37).

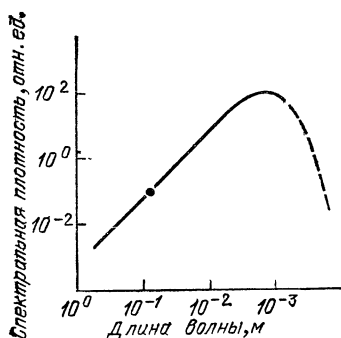


Рис. 37. Спектр реликтового излучения. По вертикальной оси — спектральная плотность, т. е. энергия, приходящая в единицу времени на единицу площади антенны из единичного телесного угла в единичном интервале частот. Кругом на кривой показан результат измерений Пензиаса и Вильсона. Штриховая линия — область, где нет прямых измерений.

Это очень низкая температура, почти абсолютный нуль. И тем не менее тепловое излучение с такой температурой оказалось вполне измеримым. Его не «забивает» излучение горячего вещества звезд, оно четко выделяется из всей совокупности электромагнитных волн различного происхождения, распространяющихся во Вселенной.

Дело в том, что реликтовое излучение и излучение звезд принадлежат к различным областям спектра электромагнитных волн. Солнце, например, излучает главным образом в видимой области, максимум его спектра пришелся на длину волны  $5 \cdot 10^{-8}$  м. Максимум в спектре реликтового излучения приходится на миллиметровые волны. Согласно общему соотношению, связывающему частоту в максимуме спектра,  $\omega_m$ , с температурой  $T$ , при  $T=2,7$  К имеем

$$\omega_m = 2,8kT/\hbar \approx 10^{12} \text{ рад/с.} \quad (7.1)$$

Этой частоте соответствует длина волны

$$\lambda_m = 2\pi c/\omega_m = 1,8 \text{ мм} = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^*).$$
 (7.2)

Частота  $\omega_m$  и длина волны  $\lambda_m$  лежат вблизи границы радиодиапазона и диапазона инфракрасных волн.

На рис. 38 показано распределение энергии реликтового излучения и суммарного излучения космических источников — звезд, радиоисточников, инфракрасных источников. Реликтовое излучение выделяется и по положению

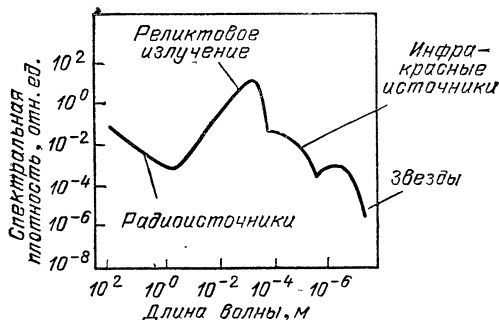


Рис. 38. Общий спектр электромагнитного излучения во Вселенной (по А. Г. Дорошкевичу и И. Д. Новикову).

в спектре электромагнитных волн и по сравнительно высокой интенсивности в своем максимуме. На основании этих соображений советские астрофизики А. Г. Дорошкевич и И. Д. Новиков в 1964 г., за год до открытия реликтового излучения, обосновали возможность наблюдения космического фона электромагнитных волн, соответствующих равновесному тепловому излучению с температурой в несколько кельвинов. Их расчет, проделанный по предложению Я. Б. Зельдовича, ставил своей целью выяснение наблюдательного критерия, по которому можно было бы выбрать один из двух теоретически возможных вариантов космологической модели для ранней Вселенной — «холодный» или «горячий» (см. далее).

\*) Соотношения (7.1) и (7.2) относятся к распределению интенсивности по частотам. Если построить распределение интенсивности по длинам волн, то максимуму распределения будет соответствовать длина волны

$$\tilde{\lambda}_m = 0,201 \frac{2\pi\hbar c}{kT} = 0,57\lambda_m.$$

При  $T = 2,7 \text{ К}$  находим  $\tilde{\lambda}_m = 1 \text{ мм}$ .

Пользуясь общими соотношениями для равновесного теплового излучения, можно оценить концентрацию фотонов реликтового излучения:

$$n_r = 0,24 (kT/\hbar c)^3 \approx 400 \text{ см}^{-3} = 4 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}. \quad (7.3)$$

Интересно сравнить  $n_r$  со средней по всей Вселенной концентрацией частиц, из которых состоят звезды и галактики. Согласно астрономическим данным средняя «размазанная» плотность вещества  $\bar{\rho} \sim 10^{-27} \text{ кг/м}^3$ .

Эта величина получается путем подсчета общей массы галактик в больших объемах Вселенной, содержащих многие сотни и тысячи звездных систем, и деления этой массы на соответствующий объем. Если объем достаточно велик, так что его линейный размер превышает несколько сотен мегапарсек, то, как оказывается, результат вычисления средней плотности одинаков для различных объемов, где бы во Вселенной их ни выбирать. Это означает, что распределение вещества во Вселенной однородно в среднем по большим масштабам. В этом смысле и сама Вселенная однородна.

Величина средней плотности определяется не слишком точно и кроме того, величина  $\bar{\rho}$  не включает в себя невидимых скрытых масс, о которых мы говорили в гл. 5. Природа скрытых масс остается до сих пор неизвестной, но их вклад в среднюю плотность Вселенной существенно превышает, вероятно, вклад светящегося вещества.

О плотности  $\bar{\rho}$  говорят еще как о плотности барионов во Вселенной. Вещество звезд состоит из протонов, нейтронов и электронов. Электронов в них столько же, сколько протонов, а нейтронов приблизительно в 10 раз меньше — это следует из химического состава звезд: 75–80% водорода, 1–2% тяжелых элементов, а остальное гелий-4, ядро которого содержит два протона и два нейтрона. Масса электрона мала по сравнению с массой протона, и ее можно не учитывать в оценках средней плотности, которую создают главным образом протоны и нейтроны, принадлежащие к классу тяжелых элементарных частиц, барионов.

Деля среднюю плотность  $\bar{\rho}$  на массу бариона  $m \approx 10^{-27} \text{ кг}$ , найдем среднюю концентрацию барионов во Вселенной  $\bar{n} \approx 1 \text{ м}^{-3}$ . Концентрация реликтовых фотонов много больше этой величины,  $n_r/\bar{n} \approx 4 \cdot 10^8$ .

Стоит заметить, что концентрация реликтовых квантов определена гораздо точнее, чем концентрация барионов. Плотность энергии реликтовых квантов  $w_r = aT^4 \approx$

$\approx 4 \cdot 10^{-14}$  Дж/м<sup>3</sup>. (Здесь константа  $a$  связана с постоянной Стефана — Больцмана:  $a = \frac{3}{4}\sigma/c$ .) Представим эту величину в единицах плотности массы:  $\rho_r = w_r/c^2 = 4 \cdot 10^{-31}$  кг/м<sup>3</sup>. Связь между  $w_r$  и  $\rho_r$  соответствует эйнштейновской формуле  $E = mc^2$ .

Из всех этих рассуждений видно, что несмотря на очень высокую концентрацию фотоны не создают значительного вклада в общую массу Вселенной, их плотность  $\rho_r$  в несколько сотен раз меньше плотности барионов.

Вскоре после открытия реликтового излучения И. С. Шкловский, а также Дж. В. Филд и Дж. Л. Хичкок в США заметили, что первое астрономическое проявление реликтового излучения было зарегистрировано в действительности еще в начале 40-х годов. По наблюдениям спектров межзвездного газа в те годы было установлено, что радикалы циана CN, входящие в состав межзвездной среды, находятся в возбужденном состоянии, причем энергия возбуждения  $4,8 \cdot 10^{-3}$  эВ соответствует температуре между 2 и 3 К. Причина оставалась неизвестной вплоть до открытия реликтового излучения, которое, как теперь ясно, служит источником возбуждения этих межзвездных молекул.

Межзвездные молекулы оказались, таким образом, естественным термометром, указывавшим астрономам температуру реликтового фона задолго до его открытия. Но астрономы не были еще подготовлены, чтобы правильно это понять.

### Горячее начало

Существование реликтового излучения и даже — ориентировочно — его температура были предсказаны в конце 40-х годов Гамовым. Основанием для него послужила теория расширяющейся Вселенной, созданная А. А. Фридманом в 1922—1924 гг. и получившая затем подтверждение в открытии общего разбегания галактик.

Согласно космологической теории Фридмана все вещество Вселенной находилось в далеком прошлом в гораздо более плотном, чем сейчас, состоянии. 18 млрд. лет назад вещество было однородно перемешано и его плотность превышала даже плотность атомных ядер. Из этого состояния началось развитие, приведшее к современной картине мира. Вещество расширялось, его плотность падала, в нем появлялись и росли отдельные сгущения и разрежения. Постепенно сгущения превратились в звездные системы и отдельные звезды, стало возможным



формирование планет, возникновение жизни. Космология Фридмана дает полное и детальное описание общей динамики расширения Вселенной от начала этого процесса и до современной эпохи.

Вопрос, который оставался нерешенным, связан, как мы говорили в гл. 1, с термодинамикой ранней Вселенной. Именно: была ли Вселенная в начале расширения горячей или холодной? Теория допускала в принципе и бесконечную (формально) температуру, и температуру, равную нулю. Г. Гамов выдвинул предположение о том, что сверхплотное вещество ранней Вселенной было также и сверхгорячим. Оно находилось в состоянии термодинамического равновесия, и при этом, в соответствии с общими законами термодинамики, вместе с веществом должно было существовать и равновесное тепловое электромагнитное излучение. По мере космологического расширения происходило охлаждение и вещества, и излучения. Вещество собиралось в сгустки, давшие начало наблюдаемым астрономическим структурам, а излучение оставалось равномерно распределенным по всему пространству и создавало, таким образом, общий фон электромагнитных волн во Вселенной.

Предсказать температуру фонового излучения удалось на основании анализа ядерных превращений, происходивших при высоких плотностях и температурах в исходном веществе Вселенной в первые минуты после начала расширения. В итоге этих превращений возникло наблюдаемое соотношение между самыми распространенными элементами — водородом и гелием (более тяжелые элементы формируются при термоядерном синтезе в недрах звезд и при их взрывах). Доля гелия зависит от соотношения между плотностью и температурой вещества в эпоху ядерных реакций; на основе теории Фридмана можно выразить это соотношение через характеристики современного состояния мира и, зная хотя бы ориентировочно современную плотность вещества, указать ожидаемую современную температуру излучения. С учетом известных неопределенностей это позволило оценить температуру реликтового фона в пределах от 2 до 10 К. Действительная температура, 2,7 К, лежит внутри этого теоретически предсказанного интервала.

Один из «побочных» результатов теории горячей Вселенной — предсказание вместе с фоном реликтовых фотонов еще и фона реликтовых нейтрино. В сверхплотном и сверхгорячем начальном состоянии Вселенной в термо-

динамическом равновесии с веществом и излучением должен был существовать и газ нейтрино, причем концентрация нейтрино (и антинейтрино) приближалась к числу электромагнитных квантов в единице объема. Это их соотношение почти точно сохранялось и в ходе дальнейшей эволюции Вселенной вплоть до современной эпохи. Следует ожидать, что концентрация нейтрино составляет сейчас 350 частиц в кубическом сантиметре. Если масса покоя нейтрино равна нулю, то, подобно реликтовым фотонам, реликтовые нейтрино должны быть равномерно рассеяны по всему пространству. При отличной от нуля массе покоя нейтрино образуют, вероятно, невидимые короны галактик. В последнем случае указанная здесь концентрация нейтрино должна пониматься как усредненная по всему пространству.

При массе покоя  $m_\nu = 30 \text{ эВ} = 4,8 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = 5,3 \cdot 10^{-35} \text{ кг}$ , о которой сообщают московские экспериментаторы, средняя плотность, связанная с нейтрино, составила бы  $\rho_\nu \approx 10^{-26} \text{ кг/м}^3$ , что заметно превосходит плотность светящегося вещества звезд и галактик. Если существование массы покоя нейтрино будет надежно доказано, это приведет к заключению, что Вселенная состоит главным образом из нейтрино, а все остальные частицы — лишь небольшая по массе примесь.

Предсказание и открытие реликтового излучения — крупнейшее достижение физики и астрономии. По своему значению оно стоит рядом с предсказанием и открытием расширения Вселенной. Обнаружение реликтового излучения создало надежную основу для теоретической реконструкции прошлого Вселенной, ее эволюции на протяжении предшествующих 18 млрд. лет. Это обширная, богатая идеями область современной науки. Мы не будем здесь углубляться в нее; подробное и доступное изложение читатель может найти в книгах С. Вайнберга «Первые три минуты» (М.: Энергоиздат, 1981) и И. Д. Новикова «Эволюция Вселенной» (М.: Наука, 1979).

Расскажем о новых астрономических открытиях, сделанных с помощью наблюдений реликтового излучения.

## Новый эфир

Космологическая модель Фридмана обладает максимальной пространственной симметрией — все точки и все направления в пространстве равноправны, т. е. пространство Вселенной однородно и изотропно. Симметрия

представляла собой исходную гипотезу, на которой строились все дальнейшие выводы теории и прежде всего вывод о нестационарности Вселенной как целого.

Гипотеза симметрии подтверждается астрономическими данными о распределении и движении вещества во Вселенной. Вещество заполняет Вселенную в среднем равномерно, однородно. Вместе с тем закон разбегания галактик, закон Хаббла  $v=HR$  ( $v$  — относительная скорость галактик,  $R$  — их относительное расстояние) указывает на изотропию космологического расширения, ибо коэффициент пропорциональности  $H$  не зависит от направления на галактику.

Согласно общей теории относительности пространство, однородно заполненное веществом, и само должно быть однородным. Точно так же изотропия движения вещества влечет за собой изотропию самого пространства.

(Изотропия представляет собой симметрию более высокую, чем однородность. В геометрии доказано, что условие изотропии пространства автоматически означает и его однородность. Однородность же возможна, вообще говоря, не только в изотропном, но и в анизотропном пространстве, т. е. в пространстве, в котором имеются выделенные или предпочтительные направления.)

С открытием реликтового излучения изотропия мира получила необычайное по силе подтверждение. Потоки реликтовых фотонов приходят изотропно, равномерно со всех сторон. Точность, с которой устанавливается одинаковость потоков по всем направлениям, не хуже десятых или даже сотых долей процента. Иными словами, если какие-то отклонения от изотропии (кроме тех, что не связаны с ним самим — см. ниже) и имеются, относительная величина соответствующих вариаций потока не превышает значения  $3 \cdot 10^{-3}$  или даже  $3 \cdot 10^{-4}$ .

Для сравнения нужно сказать, что изотропия хаббловского разбегания галактик установлена с погрешностью лишь до 20—30%.

Реликтовое излучение, равномерно заполняющее всю Вселенную, служит как бы мировым эфиром — идеальной всепроникающей системой отсчета, охватывающей всю Вселенную.

Эфир старой физики был придуман в XVIII веке, чтобы избежать относительности движения и покоя: абсолютный покой — это покой по отношению к эфиру, а абсолютное движение — это движение по отношению к эфиру, сквозь него. Эфиру приписывались свойства полной про-

пицаемости и вместе с тем упругости, чтобы, например, электромагнитные волны можно было понимать как упругие колебания эфира. Такого эфира в природе не существует: покой и равномерное прямолинейное движение всегда относительны, а электромагнитные волны могут распространяться и в полном вакууме.

Реликтовое излучение не отменяет относительности движения и покоя; ему не нужно приписывать и никаких особых, специально для него придумываемых свойств. Это совокупность давно известных самих по себе электромагнитных волн, распространяющихся равномерно во всех направлениях. Но свойство универсальности у этого нового эфира есть: он пронизывает всю Вселенную. Конечно, таким же свойством универсальности обладает и общее распределение галактик, оно тоже может служить мировой системой отсчета. Разница, однако, в том, что точность измерений в системе реликтового фона гораздо выше, и это реально позволяет использовать его для тонких наблюдений, которые прежде не были возможны.

Одно из таких наблюдений — наблюдение собственного движения Земли. Если Земля движется относительно реликтового излучения, то по эффекту Доплера это должно увеличивать частоту реликтовых квантов (и уменьшать длину волны) навстречу такому движению и уменьшать частоту (и увеличивать длину волны) в обратном направлении. В этом случае применима общая формула для эффекта Доплера:

$$1 + z = \frac{1 - (v/c) \cos \vartheta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}},$$

в которой красное смещение,  $z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$ , выражается через длину волны в системе реликтового фона  $\lambda_0$  и принимаемую длину волны  $\lambda$ . Под скоростью  $v$  нужно понимать теперь скорость нашего движения относительно реликтового фона. Угол  $\vartheta$  — угол между направлением движения и осью антенны радиотелескопа. Когда скорость мала по сравнению со скоростью света  $(v/c)^2 \ll 1$ , можно пользоваться приближенным соотношением

$$z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0 = (\omega_0 - \omega)/\omega \approx (v/c) \cos \vartheta.$$

Красному смещению подвергаются волны всех частот; в частности, изменяется частота, на которую приходится максимум в спектре излучения

$$\omega_m = \omega_{0m} \frac{1}{1 + (v/c) \cos \vartheta} \approx \omega_0 [1 - (v/c) \cos \vartheta].$$

(Считая, что  $(v/c)^2 \ll 1$ ,  $z \ll 1$ ,  $(v/c) \cos \vartheta \ll 1$ , мы применили здесь одну из известных формул приближенного вычисления.) Частота  $\omega_m$  связана с температурой реликтового излучения общей формулой:  $\omega_m = 2,8 kT_0/\hbar$ . Здесь  $T_0$  — температура в системе отсчета реликтового фона. В системе отсчета, связанной с Землей, имеем тогда

$$\omega_m = 2,8 \frac{k}{\hbar} T_0 [1 - (v/c) \cos \vartheta].$$

Частоте  $\omega_m$  тоже можно сопоставить определенную температуру, связанную с ней общей формулой  $\omega_m = 2,8 kT/\hbar$ . Но в таком случае температура  $T$  принимаемого излучения зависит от угла  $\vartheta$ , т. е. от направления движения Земли:

$$T = T_0 [1 - (v/c) \cos \vartheta].$$

Можно сказать, что встречные кванты немного горячее, а догоняющие — немного холоднее. Относительное изменение температуры,

$$\Delta T/T = (T - T_0)/T_0 = - (v/c) \cos \vartheta,$$

максимально по амплитуде, когда ось антенны совпадает по направлению со скоростью Земли, оно равно нулю при поперечной к скорости ориентации антенны и меняется между этими значениями по закону косинуса.

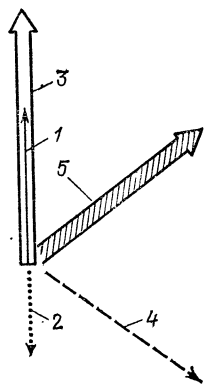
В ряде экспериментов, проделанных недавно на высотных самолетах и баллонах, «косинусоидальная анизотропия» реликтового фона была действительно найдена. В направлении на созвездие Льва температура фона оказалась на 0,13% выше, чем в поперечном к нему направлении; в противоположном направлении она на столько же ниже. Такой амплитуде отвечает скорость 390 км/с. С учетом сообщаемых наблюдателями погрешностей измерений, нужно написать  $v = 390 \pm 60$  км/с. Это и есть скорость движения Земли относительно реликтового фона.

Она близка к скорости обращения Солнца вокруг центра Галактики,  $v_0 = 220-250$  км/с (скорость движения Земли вокруг Солнца, 30 км/с, много ниже ее). Но по направлению скорости  $v$  и  $v_0$  почти в точности противоположны. Значит, центр Галактики (и Галактика как целое) имеет относительно реликтового излучения скорость около 600 км/с. С другой стороны, известно, что скорость Галактики относительно всей совокупности галактик, заключенных в объеме радиусом 100 Мпк вокруг нас, оценивается в 400–500 км/с. Однако — как это ни

удивительно — направление этой скорости составляет угол  $\approx 120^\circ$  к направлению движения Земли относительно реликтового фона (рис. 39).

Выходит, что из измерений движения Земли относительно реликтового фона следует вывод о движении большой совокупности галактик со скоростью 500–600 км/с относительно нового эфира. То, что такая большая масса имеет столь быстрое движение, оказалось неожиданностью. Прежде считалось, что центр этой массы должен

Рис. 39. Движение Земли, Галактики и группы окружающих нас галактик. 1 — скорость Земли относительно реликтового фона; 2 — скорость Земли (и Солнца) относительно центра Галактики; 3 — скорость центра Галактики относительно реликтового фона; 4 — скорость центра Галактики относительно группы близких галактик; 5 — скорость центра масс группы галактик относительно реликтового фона. Рисунок упрощен: в действительности векторы скоростей не находятся в одной плоскости, а векторы 1 и 2 не лежат строго вдоль одной прямой.



скорее почти покоиться относительно всего распределения галактик во Вселенной, а следовательно, и относительно реликтового фона.

Нужно заметить, что скорости хаббловского движения дальних галактик в объеме с размером  $\approx 100$  Мпк составляют от 3500 до 6500 км/с, так что движение центра масс объема со скоростью  $\approx 500$ –600 км/с не изменяет вывод об изотропном разбегании галактик — по крайней мере с той погрешностью (20–30%), с какой его вообще удастся установить.

### Эффект Зельдовича — Сюняева

Фотоны реликтового фона достигают антенн земных радиотелескопов, преодолев большие расстояния, и на их пути может встретиться такое препятствие, как горячий межгалактический газ в скоплениях галактик. В некоторых богатых скоплениях масса газа сравнима с массой звезд, а его температура достигает ста миллионов градусов.

Горячий газ скоплений ионизован, и фотоны взаимодействуют с ним, рассеиваясь на электронах. Темпера-

тура реликтового излучения много ниже температуры газа, и потому в результате рассеяния холодные фотоны будут разогреваться, забирая часть энергии у горячих электронов \*). Фотоны, прошедшие сквозь скопление, окажутся теплее и все их распределение сдвинется в область более высоких частот. На частоте наблюдения — например, в метровом и сантиметровом радиодиапазоне — это вызовет снижение потока реликтовых квантов. Так в направлении на крупное скопление галактик может возникнуть «темное пятно» в реликтовом фоне.

В 1978—1984 гг. этот эффект наблюдался в очень крупных скоплениях, богатых горячим газом. Его предсказали теоретически за несколько лет до того Я. Б. Зельдович и Р. А. Сюняев; согласно их оценкам, подтвержденным наблюдениями, относительное ослабление потока реликтовых квантов от «темных пятен» составляет около одной десятой процента.

Не будь горячий межгалактический газ открыт раньше по рентгеновскому излучению, его заметили бы по «темным пятнам» в реликтовом фоне.

### Большие числа

Согласно теории горячей Вселенной, отношение числа реликтовых фотонов к числу барионов,  $n_\gamma/n \approx 10^9$  есть величина, не менявшаяся в течение всего времени космологического расширения (за исключением только самых первых мгновений). Это большое число представляет собою (безразмерную) константу, характеризующую Вселенную в целом. Почему это число именно такое, а не иное?

Ответа на этот вопрос сейчас нет. Но физика горячей Вселенной позволяет установить, что в очень ранние моменты космологического расширения температура вещества и фотонов была столь велика, что тепловая энергия частицы или кванта превышала энергию покоя бариона:  $kT \gg mc^2$ . При таких условиях в среде должны были существовать пары барионов и антибарионов. Число таких пар в единице объема, по общим термодинамическим законам, приблизительно равно числу фотонов в единице объема.

---

\*) Это уже упоминавшийся нами «обратный» эффект Комптона.

Это означает, что Вселенная на самых ранних стадиях своего расширения содержала вещество и антивещество. По мере расширения, которое сопровождалось охлаждением среды, пары барионов и антибарионов аннигилировали и уже больше не рождались, когда температура стала ниже значения  $mc^2/k$ . Но эти частицы не исчезли вовсе: на каждые миллиард или десять миллиардов барион-антибарионных пар выживал один барион. Отсюда и возникло большое космологическое число  $n/\bar{n}$ .

Существовал ли очень малый избыток барионов над антибарионами «с самого начала», так что оставшиеся барионы просто не нашли себе компаньонов-античастиц, чтобы аннигилировать? А может быть, Вселенная *начинала* свою эволюцию из состояния, в котором число барионов строго равно числу антибарионов? В последнем случае сохранение части (хотя и очень малой) барионов означало бы, что барионы — в силу своих внутренних свойств — обладают каким-то преимуществом над антибарионами, которое и позволило им выжить.

Теория не может пока сделать выбор между этими возможностями. Но объяснение большого космологического числа  $n/\bar{n}$  нужно несомненно искать в пограничной области физики между космологией и физикой элементарных частиц. Вернее, в новой области науки, в которой физика элементарных частиц и физика ранней Вселенной с разных сторон приближаются к пониманию фундаментальных свойств природы. Процессы в сверхплотном и сверхгорячем веществе в первые мгновения космологического «Большого Взрыва» — это узел, который связывает самые малые объекты физики — элементарные частицы — и самый крупный ее объект — Вселенную как целое.

Связь между астрофизикой и физикой микромира так или иначе возникала почти во всех главах этой книги. От свойств взаимодействия нейтронов зависит предельная масса нейтронных звезд. Решение вопроса о массе покоя нейтрино — если оно будет положительным — должно пролить свет на состав корон галактик и среднюю плотность Вселенной.

О роли фундаментальных физических констант, таких как гравитационная постоянная  $G$ , скорость света  $c$ , постоянная Планка  $\hbar$  и др., стоит сказать особо. Оказывается, что некоторые астрофизические величины могут быть выражены через комбинации фундаментальных констант. Так, типичная светимость звезд главной последовательности



сти близка к выражению

$$L = \frac{m_e c^2}{\hbar} \left( \frac{G m_p}{\hbar c} \right)^{-1/2} \approx 10^{27} \text{ Вт.}$$

(Здесь  $m_e$ ,  $m_p$  — массы электрона и протона.)

Диаметр галактик, таких, например, как наша Галактика, близок к величине

$$D = \frac{e^2}{G m_p^2} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2} \left( \frac{m_p}{m_e} \right)^2 \approx 10^{21} \text{ м.}$$

( $e$  — заряд электрона.)

Масса скоплений галактик, таких, например, как скопление Кома, не слишком отличается от величины

$$M = m_p \left( \frac{e^2}{G m_p^2} \right)^2 \approx 10^{15} M_{\odot}.$$

Примеров такого рода можно привести немало. Чаще всего эти соотношения получаются не просто подбором и подгонкой тех или иных комбинаций констант, а следуют из определенных физических соображений.

Но этим «игра констант» (выражение А. Эддингтона) еще отнюдь не ограничивается. И. Л. Розенталь в нашей стране, Б. Картер в США, другие физики и астрономы обнаружили, что важны не только приближенные соотношения, устанавливающие связи между микроскопическими и астрофизическими величинами, но и точные значения самих фундаментальных констант, к которым исключительно чувствительны некоторые очень важные характеристики атомов, звезд, галактик. Расчеты показывают, что изменение одной из констант  $\hbar$ ,  $c$ ,  $e$ , образующих безразмерное число  $e^2/\hbar c = 1/137$  (так называемая постоянная тонкой структуры) приблизительно на один процент в одну сторону привело бы к тому, что все звезды стали бы красными, а такое же изменение в другую сторону сделало бы все звезды голубыми. В обоих случаях существование Солнца исключено.

Очень сильно зависят от числовых значений физических констант скорости ядерных реакций, играющих ключевую роль в ряде астрофизических явлений. И даже само устойчивое существование сложных ядер и атомов возможно, как оказывается, лишь при не слишком больших вариациях констант. Почему физические константы имеют именно эти, а не другие числовые значения? На этот вопрос пока нет ответа. Но будь их значения хотя бы

немного другими, физический мир оказался бы катастрофически иным.

Универсальные физические законы действуют в пространственных масштабах от размера элементарной частицы,  $r \approx 10^{-15}$  м, до радиуса наблюдаемой Вселенной,  $R \approx 10^{25}$  м. Временная шкала физических процессов простирается от минимального времени жизни элементарных частиц, называемых резонансами,  $\tau \approx 10^{-23}$  с, до возраста Вселенной  $t \approx 10^{17}$  с. Безразмерные отношения  $R/r \approx 10^{40}$ ,  $t/\tau \approx 10^{40}$  представляют собою большие числа, совпадающие по порядку величины.

На совпадения больших чисел обращал внимание еще в 30-е годы П. Дирак, один из классиков физической науки XX века. Он заметил, что большим числом измеряется также отношение электрической силы, действующей между электроном и протоном, к гравитационной силе между ними:

$$\frac{e^2}{Gm_e m_p} \approx 10^{40}.$$

(Обе силы одинаково зависят от расстояния, поэтому их отношение расстояния не содержит.)

Дирак предположил, что большие числа имеют одинаковый порядок не случайно и их совпадение отражает глубинные связи мира элементарных частиц со Вселенной в целом. Но каковы в действительности эти связи, что за ними скрывается, откуда они проистекают, — об этом будет, пожалуй, очень нелегко узнать. Возможно, в этом состоит самая грандиозная задача физики будущего.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

---

Наши дни с полным основанием называют золотым веком астрофизики — замечательные и чаще всего неожиданные открытия в мире звезд следуют сейчас одно за другим. Об астрономических открытиях последних лет, о связанных с ними новых физических идеях и шла речь в этой книге. Теперь же, в заключение, расскажем, хотя бы очень кратко, об одной идее, которая не была рождена как непосредственная реакция на новейшие успехи астрономии, а возникла в результате многолетних размышлений над вопросом, поставленным А. А. Фридманом и Э. Хабблом еще в 20-е годы: почему Вселенная расширяется?

Это вопрос о физическом механизме Большого Взрыва.

В одном из выступлений А. Эйнштейн сказал (в 1929 г.): «Если говорить честно, мы хотим не только узнать, как устроена природа, ... но и по возможности достичь цели утопической и дерзкой на вид — понять, почему природа является именно такой... В этом состоит пророческий элемент научного творчества.»

Вопрос Фридмана и Хаббла — это, можно сказать, одно из важнейших «почему» физики и астрономии.

Десять лет назад И. Г. Дымникова, Э. Б. Глинер и Л. Э. Гуревич в Физико-техническом институте АН СССР выдвинули гипотезу, согласно которой начальное состояние Вселенной представляло собой вакуум. Физический вакуум — это не пустота (как шутили физики еще в 30-е годы, вакуум полон глубокого физического содержания). Это особое состояние среды, характеризующееся минимальной возможной энергией. Такой среде приписываются определенные, отличные от нуля значения плотности энергии  $\epsilon$  и давления  $p$ .

Одно из обязательных свойств вакуума — неразличимость относительно него движения и покоя. Иными словами говоря, любые тела, как бы они ни двигались друг относительно друга, все покоятся относительно вакуума.

Теория показывает, что это свойство обеспечивается особой связью между величинами  $\varepsilon$  и  $p$ . Именно:  $p = -\varepsilon$ . Если плотность энергии положительна, то давление, равное ей по абсолютной величине, отрицательно, — что, конечно, довольно необычно, но на то это и вакуум, а не «обычная» среда.

Однако самое необычное в физическом вакууме то, что он обладает антигравитацией. Это означает, что вакуум создает отталкивание между двумя помещенными в него частицами вещества. Сами частицы притягиваются друг к другу благодаря взаимному тяготению их собственных масс. Но лежащий между ними вакуум способен преодолеть их тяготение и заставить частицы двигаться друг от друга.

Антигравитация фигурировала еще в первой космологической модели Эйнштейна (1917 г.); она была введена тогда со специальной целью: компенсировать тяготение «обычного» вещества, что создавало бы неизменное во времени, стационарное состояние Вселенной в такой модели. После работ Фридмана и Хаббла Эйнштейн стал на их точку зрения, он отказался от идеи стационарной Вселенной, а заодно и от антигравитирующей среды.

И вот теперь антигравитирующий вакуум привлекается для объяснения причины космологического расширения. Он и в самом деле заставляет все частицы разбегаться, и притом с ускорением.

Правда, пока еще не вполне ясно, откуда берется вещество в начальном вакуумном состоянии мира и куда девается потом вакуум. Возможно, вещество самопроизвольно, спонтанно рождается из вакуума — это допускается общими законами физики. Но если уж оно родилось, ему ничего не остается как расширяться.

Эту идею подхватили и сейчас энергично развивают А. Гут в США, А. Д. Линде и Я. Б. Зельдович в нашей стране, многие другие физики. Ими сделано уже немало. Но чтобы стать вровень с теорией нестационарного мира Фридмана или гипотезой «горячей» Вселенной Гамова, идея начального антигравитирующего вакуума должна, вероятно, не только объяснить то, что уже известно, но еще и предсказать нечто совсем новое о Вселенной, что можно было бы проверить непосредственными наблюдениями. И что действительно было бы проверено и подтверждено будущими астрономическими открытиями.

*Артур Давидович Чернин*  
**ЗВЕЗДЫ И ФИЗИКА**

---

Серия «Библиотечка «Квант»»

Редактор *В. М. Липунов*  
Технический редактор *Л. В. Лихачева*  
Корректоры *Л. И. Назарова, И. Я. Кристаль*

ИБ № 12524

Сдано в набор 19.06.84 Подписано к печати 12.11.84 Т-21349. Формат 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>.  
Бумага тип. № 3. Обыкновенная гарнитура Высокая печать.  
Усл. печ. л. 8,4. Усл. кр.-отт. 8,82. Уч.-изд. л. 8,5.  
Тираж 136 500 экз. Заказ № 417 Цена 25 коп.

Издательство «Наука»  
Главная редакция физико-математической литературы  
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

Типография № 2 издательства «Наука»  
121099 Москва, Шубинский пер., 10.

25 коп.

---