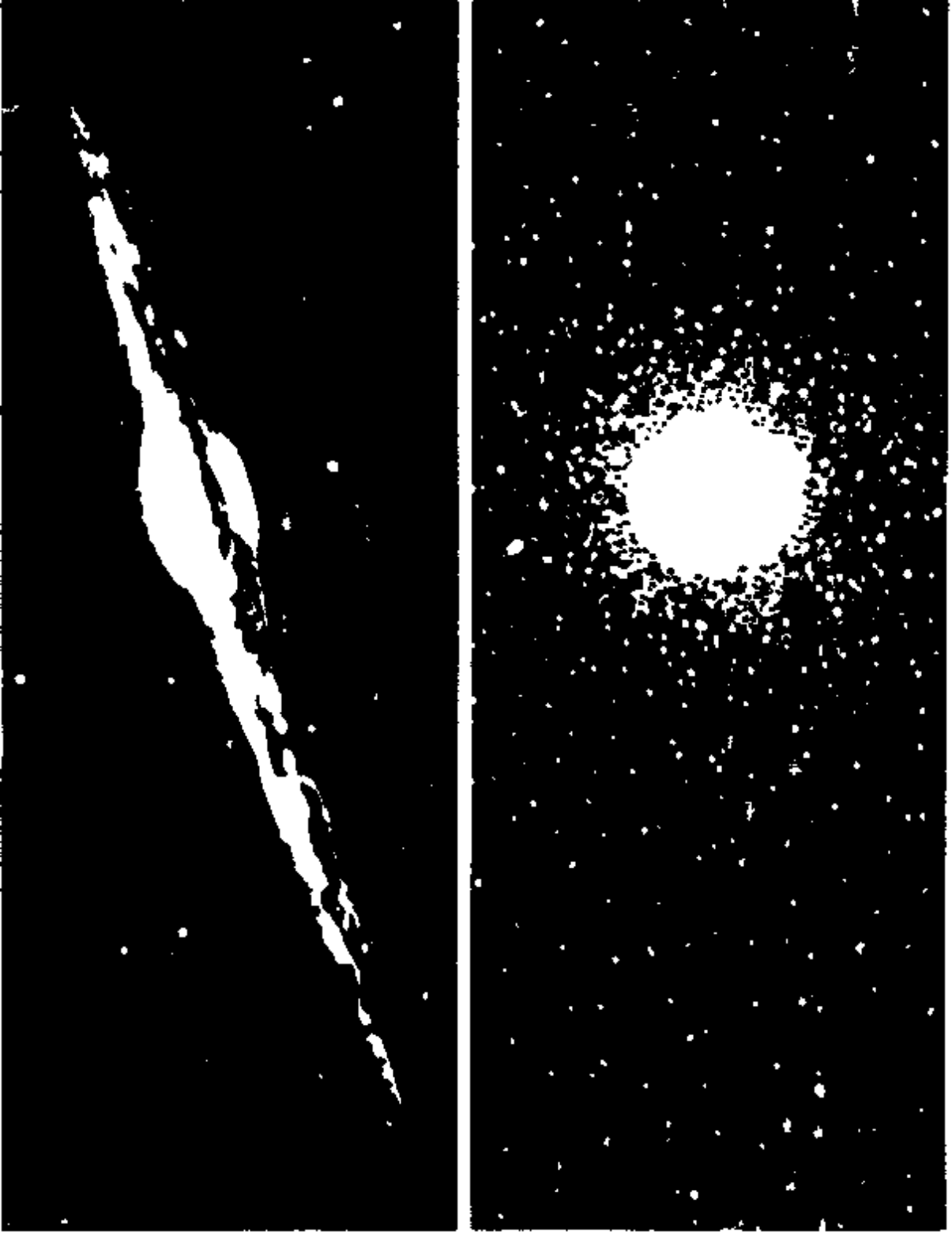


ЗВЕЗДЫ И ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ

ЗВЕЗДЫ И ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ

Под редакцией Д. Я. МАРТЫНОВА

МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1981

22.66
З-43
УДК 523.8

Звезды и звездные системы/Под ред. Д. Я. Мартынова.— М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1981, 416 стр.

Книга знакомит читателя с современным состоянием науки о звездах и объединяющих их системах — галактиках, а также совокупностях галактик. Рассматриваются проблемы их строения, происхождения и эволюции. Описываются тесные двойные системы, сверхновые звезды, переменные звезды, молодые звездные группировки в Галактике, шаровые звездные скопления, диффузная среда в Галактике, планетарные туманности, галактики и строение и развитие Вселенной в целом — космология.

Книга ориентирована на астрономов и физиков — специалистов, аспирантов, студентов. Доступна квалифицированным любителям астрономии, учителям средней школы и лицам с физико-математическим образованием, желающим узнать, каковы в науке последние представления о строении, происхождении и развитии крупнейших космических тел и их объединений.

Табл. 14, илл. 95, библ. 242 назв.

ЗВЕЗДЫ И ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ

Под редакцией
Дмитрия Яковлевича Мартынова

М., 1981 г., 416 стр. с илл.

Редактор *Н. А. Райская*
Технический редактор *В. Н Кондакова*
Корректоры *О. М. Кривенко, С. Н. Макарова*

ИБ № 11772

Сдано в набор 28.11.80. Подписано к печати 07.05.81. Т-05794. Бумага 84 × 108¹/₃₂, тип. № 1. Обыкновенная гарнитура. Высокая печать. Условн. печ. л. 21,84. Уч.-изд. л. 21,03. Тираж 8000 экз. Заказ № 366. Цена книги 1 р. 50 к.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства «Наука».
Новосибирск, 77, Станиславского, 25.

З $\frac{20605-060}{053(02)-81}$ 176-81.1705060000

© Издательство «Наука»
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1981

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 7

Глава I. **Тесные двойные системы** 9

Очерк 1. Классические системы. Звезда RX Кассиопеи. Движение линии апсид (*Д. Я. Мартынов*) . . . 9

Литература 37

Очерк 2. Затменные системы звезд с протяженными атмосферами и дискообразными оболочками (*А. М. Черепащук*) 38

Введение (38). § 1. Физические характеристики звезд WR в тесных двойных системах (39). § 2. Физические характеристики дискообразных оболочек в рентгеновских двойных и новых звездах (53).

Литература 63

Очерк 3. Звезды в поздних стадиях эволюции в тесных двойных системах (*В. М. Липунов*) 64

§ 1. Режим аккреции на компактную звезду в тесной двойной системе (67). § 2. Рентгеновские пульсары (70). § 3. Кандидаты в черные дыры (77). § 4. Другие типы рентгеновских источников (78).

Литература 87

Глава II. **Сверхновые звезды и их остатки** (*Ю. П. Псковский*) 88

§ 1. Классификация сверхновых (89). § 2. Статистические исследования сверхновых (92). § 3. Спектры сверхновых (95). § 4. Результаты анализа спектров сверхновых (99). § 5. Галактические сверхновые (103). § 6. Исследования остатков сверхновых (106). § 7. Ра-

диоизлучение остатков сверхновых (109). § 8. Мягкое рентгеновское излучение остатков сверхновых (112). § 9. Проблемы предсверхновых и их взрывов (114).

Литература 117

Глава III. Переменные звезды 118

Очерк 1. Типы звездной переменности (*Н. П. Самусь*) . 118

Очерк 2. Звезды типа RR Лиры (*П. Н. Самусь*) . . 129

Литература 135

Очерк 3. Цефеиды (*Ю. Н. Ефремов*) 135

§ 1. Введение (135). § 2. Зависимость период — светимость (136). § 3. Зависимость период — возраст и ее применения (137). § 4. Зависимость период — истинный цвет (142). § 5. Цефеиды малой амплитуды (145). § 6. Цефеиды с двумя периодами (147). § 7. Изменяемость периодов цефеид (150).

Литература 153

Очерк 4. Новые звезды (*В. П. Архипова*) 153

Глава IV. Молодые звездные группировки (*Ю. Н. Ефремов*) 169

§ 1. Введение (169). § 2. Единство происхождения и структуры звездных скоплений (171). § 3. Звездные ассоциации (174). § 4. Звездные комплексы (177). § 5. Рассеянные скопления и шкала расстояний (185). § 6. Рассеянные скопления и цефеиды (197). § 7. Переменные звезды в молодых скоплениях и ассоциациях (191). § 8. Цефеиды в звездных комплексах (193). § 9. Типы звездных группировок (197).

Литература 201

Глава V. Шаровые звездные скопления (*П. Н. Самусь*) 202

§ 1. Численность шаровых скоплений в Галактике (203). § 2. Систематизация сведений о шаровых скоплениях Галактики (205). § 3. Работы, выполненные на основе каталога Б. В. Кукаркина (211). § 4. Исследования звездного состава шаровых скоплений (214). § 5. Изучение переменных звезд в шаровых скоплениях (218). § 6. Исследования пространственного распределения, кинематики и динамики шаровых скоплений

(222). § 7. Шаровые скопления в других галактиках (226).

Литература 228

Глава VI. **Планетарные туманности** (*Е. Б. Костякова*) . 229

Введение (229). § 1. Общие сведения о планетарных туманностях (230). § 2. Методы исследования планетарных туманностей (237). § 3. Эмиссионный спектр планетарных туманностей и его происхождение; процесс ионизации и стратификация излучения в планетарных туманностях (240). § 4. Интенсивности спектральных линий и их роль в изучении планетарных туманностей (246). § 5. Непрерывный спектр планетарных туманностей; их излучение в радиодиапазоне и в инфракрасной области спектра (250). § 6. Проблема расстояний планетарных туманностей (255). § 7. Эволюция планетарных туманностей и их ядер (257). § 8. Изучение планетарных туманностей, видимых в направлении центра Галактики (262).

Литература 264

Глава VII. **Межзвездная среда и звездообразование** (*Н. Г. Бочкарев*) 265

§ 1. Введение (265). § 2. Состав и структура межзвездной среды (269). § 3. Светлые туманности (292). § 4. Области H I межзвездной среды (300). § 5. Газо-пылевые комплексы, межзвездные молекулы и звездообразование (309). § 6. Космические мазеры, связанные с очагами звездообразования (319).

Литература 325

Глава VIII. **Системы галактик** (*Б. А. Воронцов-Вельяминов*) 326

§ 1. От туманных пятен к галактикам (326). § 2. Определение расстояний и размеров галактик (327). § 3. Массы и плотности галактик (330). § 4. Население галактик (334). § 5. Строение и свойства галактик (342). § 6. Многообразие галактик (349). § 7. Источники радиоизлучения и радиогалактики (360). § 8. Квазары и эволюция радиоисточников (370). § 9. Строение Метагалактики, скопления (373). § 10. Некоторые частные случаи поздней эволюции галактик (378).

Литература 380

Глава IX. **Космология** (*Л. П. Грищук*) 381

Введение (381). § 1. Классическая космология (382). § 2. Релятивистская космология (385). § 3. Реликтовое излучение и горячая Вселенная (393). § 4. Малые отклонения от однородности и изотропии (398). § 5. Начала теории неоднородной анизотропной Вселенной (403). § 6. Ранняя Вселенная (407).

Литература 411

Список сокращений названий журналов 411

Предметно-объектный указатель 412

Стопятидесятилетию астрономической обсерватории Московского университета и пятидесятилетию Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга эту книгу посвящают

Авторы

ПРЕДИСЛОВИЕ

Полгода назад в коллективе Государственного Астрономического института им. П. К. Штернберга (ГАИШ) родилась идея отметить юбилейный для ГАИШ год опубликованием сборника статей, который дал бы советскому читателю научное, но не техническое освещение проблем, связанных с существованием во Вселенной разного рода космических систем. Это двойные и кратные звезды, звездные группы и скопления, гигантские объединения звезд в галактики, скопления самих галактик и, наконец, их совокупность, составляющая всю Вселенную в целом.

Идея эта, впервые высказанная Ю. Н. Ефремовым, встретила широкую поддержку, образовался авторский коллектив который за сравнительно короткий срок завершил работу, представляемую сейчас в печать.

Тема физики и эволюции отдельной звезды достаточно хорошо представлена в нашей научно-популярной литературе. Отдельные космические объекты — пульсары, квазары, радиогалактики, не говоря уж о телах Солнечной системы, были предметом многочисленных малых и больших книг или очерков, написанных на разных уровнях трудности.

Звездные системы всех видов оказались в не столь выигрышном положении и наш коллектив решил заполнить этот реально существующий пробел.

Однако мы решаем задачу несколько своеобразно — мы даем обзор выбранной нами области астрономии параллельно с описанием успехов и достижений воспитавшего нас института-юбиляра. Естественно, что написанные нами очерки имеют достаточно выраженный «акцент», но анализ всех освещаемых проблем дается на

фоне и в связи с развитием мировой науки в целом. Таким образом, читатель порой не найдет полного обзора того или иного вопроса, но то, что он найдет, не будет узким и односторонним.

Разумеется, в наше время простое описание звездных систем совершенно недостаточно, и вопросы происхождения и эволюции их возникают совершенно неизбежно. Поэтому мы уделили много места всем видам нестационарных звезд, так как они отражают общую эволюцию систем. Мы не могли также пройти мимо вопроса взаимосвязей между звездами и окружающей их межзвездной средой, которые имеют прямое отношение к проблеме образования звезд и их объединений.

Главы III, IV, V, VIII и отчасти глава II, посвященные переменным звездам и звездным группировкам разного масштаба, написаны специалистами по звездной астрономии, и поэтому в них звездно-астрономический аспект явно преобладает. В то же время главы I, II, VII и IX составлены астрофизиками, которые внесли свой специфический стиль трактовки предмета и его изложения. Различия в подходе той и другой группы авторов особенно заметны при сравнении глав IV и VII, относящихся по существу к одному и тому же вопросу — звездообразованию.

Субъективного подхода авторов в стиле и компоновке своих обзоров избежать было невозможно, да и не нужно. От этого, мне кажется, книга становится более интересной. А неизбежную неполноту освещения некоторых вопросов читатель сможет смягчить, обращаясь к литературе, приводимой в конце каждого очерка и подобранной с преобладанием отечественных источников.

В какой мере наш авторский коллектив достиг поставленной перед собой цели, говорить сейчас трудно. Это скажет читатель. Редактор же со своей стороны хочет поблагодарить авторов сборника за их доброжелательную готовность идти навстречу его советам и замечаниям. Отдельно хочется отметить большую работу по перередактированию очерка 2 гл. I, проделанную Х. Ф. Халиуллиным ввиду отъезда автора очерка.

Москва, 15 мая 1980 г. *Редактор*

Глава I

ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ

Очерк 1

КЛАССИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ. ЗВЕЗДА RX КАССИОПЕИ. ДВИЖЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД

Д. Я. МАРТЫНОВ

Тесные двойные звезды (ТДЗ) составляют среди двойных звезд обширную группу, в которой каждый объект состоит из двух звезд-компонент, находящихся в состоянии взаимодействия, так как они близки друг к другу. Эта близость такова, что размеры звезд, составляющих пару, сравнимы с расстоянием, их разъединяющим. Относительно этого расстояния звезды представляются не точками, а заметного размера дисками, которые при орбитальном движении звезд периодически перекрывают друг друга,

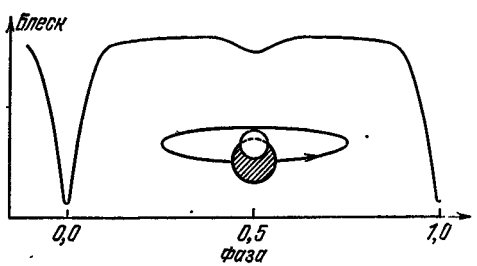


Рис. 1. Кривая блеска затменной двойной системы (схема). Показано также расположение звезд системы во время вторичного минимума блеска.

так что земной наблюдатель отметит периодически наступающие ослабления — так называемые минимумы — блеска звезды, как результаты взаимных затмений компонент (рис. 1). Другое название ТДЗ — затменные, или фотометрические, двойные системы. Впрочем, ТДЗ могут быть обнаружены и другим путем, из спектральных

наблюдений, даже если затмения в них не наблюдаются; тогда их называют спектрально-двойными звездами.

Промежуток времени между двумя последовательными минимумами блеска, очевидно, равен периоду обращения в орбите ТДЗ и, отсчитывая в долях периода время, протекшее после минимума — так называемый фазовый угол,— мы всегда будем знать взаимное расположение компонент в орбите по отношению к наблюдателю. Для

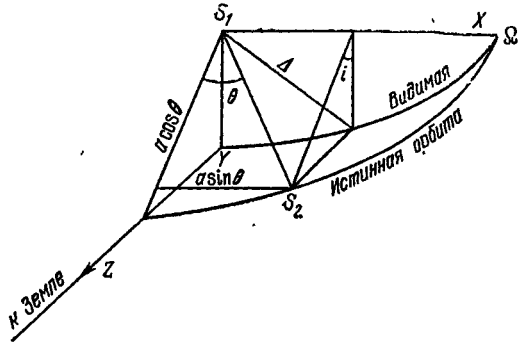


Рис. 2. Проецирование истинной орбиты ТДЗ на картинную плоскость наблюдателя.

полноты представления нужно еще только знать, насколько плоскость орбиты наклонена к лучу зрения, или каков угол i между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты; этот угол носит название наклонения орбиты. Если ось Z направлена на наблюдателя, а XY — картинная плоскость, то центры проекций на картинную плоскость обеих составляющих будут находиться на таком расстоянии Δ, что (рис. 2):

$$\Delta^2 = a^2(\sin^2\theta + \cos^2\theta\cos^2 i), \qquad (1)$$

или

$$\Delta^2 = a^2(\cos^2 i + \sin^2\theta\sin^2 i), \qquad (1')$$

где a — размеры относительной орбиты. Если орбита эллиптическая, то роль a примет радиус-вектор в орбите, и тогда вместо a нужно взять

$$r'^2 = \frac{a(1-e^2)}{1 - e\sin(\nu - \omega)}, \qquad (2)$$

где на этот раз a — большая полуось орбиты, ν — долгота в орбите и ω — долгота периастра, так что $90° + \nu - \omega = v$ — истинной аномалии звезды S_2. Нетрудно понять

что степень ослабления блеска будет зависеть от расстояния Δ, от размеров звезд r_1 и r_2 и от распределения общего блеска системы между компонентами, т. е. от величин L_1 и L_2 (принимают $L_1 + L_2 = 1$). В простейшем случае равномерно ярких дисков компонент абсолютная продолжительность затмения, конечно, зависит от размеров r_1 и r_2, но степень наложения дисков определяется их отношением $k = r_2 : r_1$ (принимают $k < 1$). Удобно ввести функцию p соотношением

$$\Delta = r_1 + pr_2 = r_1(1 + kp), \tag{3}$$

и тогда при равномерно ярких дисках перекрытие дисков есть функция k, p и углов, выражаемых обратными круговыми функциями тех же k и p. В случае же дисков, неравномерно ярких, функции гораздо сложнее, а вид их определяется законом потемнения звездных дисков от центра к краю. Чаще всего употребляется закон, подсказываемый теорией лучистого равновесия в звездных атмосферах, а именно так называемый линейный закон потемнения

$$I(\vartheta) = I(0)(1 - u + u\cos\vartheta), \tag{4}$$

где ϑ — угол с вершиной в центре звезды между направлениями на центр видимого диска и на рассматриваемую точку диска, а u — так называемый коэффициент потемнения, который может варьировать от 0 до 1: $u = 0$ соответствует равномерно яркому диску, $u = 1$ — полному потемнению к краю $I(\vartheta) = I(0)\cos\vartheta$, так как на краю $\vartheta = 90°$ и $I(\vartheta) = 0$.

Существуют превосходные таблицы, дающие в функции k и p степень ослабления блеска при затмении дисков в разных случаях; так, приведены данные для однородных дисков, дисков с полным потемнением, с промежуточным потемнением, для покрытия малой звезды большою и прохождения малой звезды перед большой. Имеются и обращения этих таблиц: в них по аргументу ослабления находят p для разных значений k. Первые точные таблицы этого рода были построены В. П. Цесевичем еще в 1938—40 г.г., и в настоящее время мы располагаем различного рода таблицами, с помощью которых можно «решить» кривую блеска затменной двойной, т. е. определить фотометрические элементы системы k и r_1, считая $a = 1$, L_1 и L_2, i, а также u_1 и u_2, или, наоборот, задавшись величинами k, r_1, i, L_1, L_2, u_1 и u_2, построить

теоретическую кривую блеска. Для решения первой задачи разработан, по крайней мере, десяток различных методов (получивших название «обратных»), для решения второй задачи предложено несколько методов, опирающихся в наши дни на широкое применение ЭВМ, поскольку для ЭВМ не составляет труда вычислить множество вариантов задаваемых величин k, r_1, L_1, L_2, ..., наилучшим образом удовлетворяющих наблюдаемой кривой блеска. Это так называемые прямые методы, различающиеся по способу отыскания оптимального решения и не нуждающиеся в таблицах, описанных выше, так как машина свободно вычисляет то, что составляет содержание таблиц. Здесь тоже могут быть методически разные варианты, зависящие от типа ЭВМ и от степени понимания физической стороны явления затмений. Дело в том, что круг затменных переменных представляет великое множество вариантов определяющих параметров, которые не всегда поддаются недвусмысленному определению в форме фотометрических элементов, особенно если в системе наблюдаются лишь частные затмения, а не полные и кольцеобразные. Тем не менее можно утверждать, что задача «решения» кривых блеска затменных двойных в описанном классическом варианте теоретически вполне освоена и доставляет нам фотометрические элементы не только в случае шаровых компонент, но и в случаях, осложненных взаимодействием между ними — приливной деформацией их и взаимным облучением, о чем будет сказано ниже.

Итак, из фотометрических наблюдений ТДЗ мы можем определить относительные (в долях радиуса орбиты) размеры компонент, их относительные светимости и наклонение орбиты, а также (с меньшей точностью) распределение яркости по диску каждой звезды. Это уже богатая информация, так как при недалеко идущих предположениях о массах компонент можно получить представление о размерах компонент и, следовательно, их средней плотности, а если известен параллакс, то и об их светимости. Однако небольшая гипотетичность результатов может быть вовсе снята, если данная тесная двойная система будет наблюдаться еще как спектрально-двойная звезда. Действительно, спектральные наблюдения дают нам, согласно эффекту Доплера, скорости движения каждой компоненты по лучу зрения, а интеграл скоростей за период определяет величину полного размаха движения

компоненты по лучу зрения, выраженного в километрах. Отсюда — шаг к определению истинного размера орбиты, так как такой размах и есть размер орбиты, умноженный на синус угла наклонения, а у затменных двойных этот угол i как раз определяется с удовлетворительной точностью. Частное от деления на синус наклонения равно не большой полуоси орбиты $AП$ (рис. 3), а расстоянию между точками D и E, в которых движение происходит перпендикулярно лучу зрения наблюдающего астронома. Однако отсюда нетрудно перейти к большой оси, если определить ориентировку орбиты ω и эксцентриситет e, исходя из формы кривой лучевых скоростей данной ТДЗ (рис. 4); тогда можно найти абсолютное значение большой полуоси в движении вокруг центра масс системы, а сумма двух больших полуосей орбит обеих компонент дает нам абсолютное значение относительной орбиты, к которой применим III закон Кеплера, и мы можем написать для масс компонент

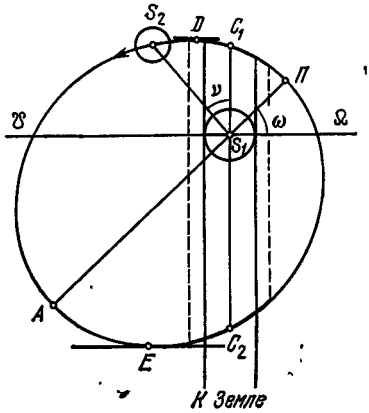


Рис. 3. Движение звезды в эллиптической орбите ТДЗ.

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{M}_1 \sin^3 i &= \text{const}\cdot(1-e^2)^{3/2}(K_1+K_2)^2 K_2 P, \\ \mathfrak{M}_2 \sin^3 i &= \text{const}\cdot(1-e^2)^{3/2}(K_1+K_2)^2 K_1 P, \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

где K_1 и K_2 — полуамплитуды лучевых скоростей каждой компоненты, P — орбитальный период (рис. 5).

В формулах (5) можно заметить такую особенность: масса первой компоненты определяется через полуамплитуду K_2 второй и наоборот. Если, как это часто бывает, на спектрограммах звезды видны линии лишь одной, более яркой компоненты, можно найти только величину K_1, тогда как и K_2, и K_1+K_2 остаются неизвестными. В этом случае комбинацией формул (5) находим *функцию масс*

$$f(\mathfrak{M}) = \frac{\mathfrak{M}_2^3 \sin^3 i}{(\mathfrak{M}_1+\mathfrak{M}_2)^2} = \text{const}\,(1-e^2)^{3/2} K_1^3 P, \qquad (6)$$

и тогда можно определить массы $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$, но с предвари-

тельным предположением об отношении масс $\alpha = \mathfrak{M}_2 : \mathfrak{M}_1$. Имеем

$$f(\mathfrak{M}) = \frac{\mathfrak{M}_1 \alpha^3}{(1+\alpha)^2} \sin^3 i. \qquad (7)$$

С разными разумно отбираемыми значениями величины α

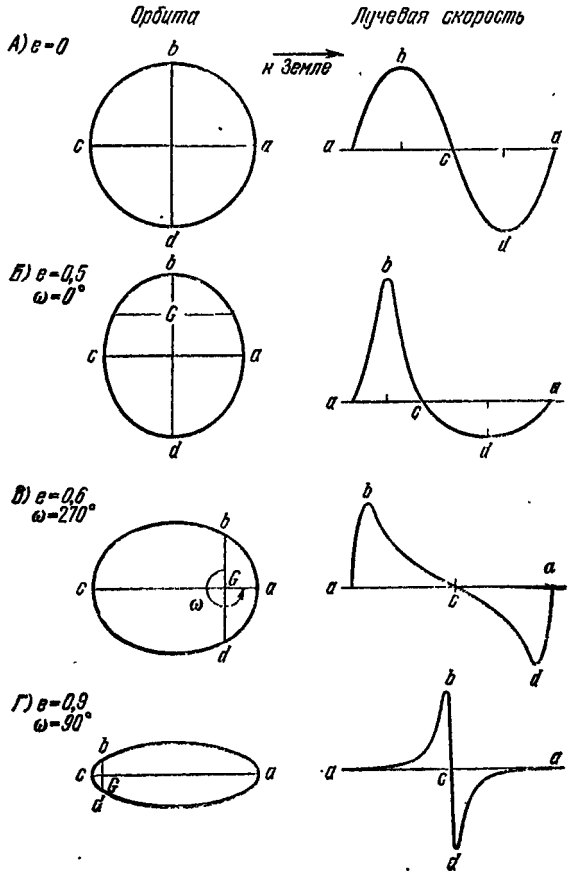


Рис. 4. Примеры кривых лучевых скоростей при различных формах и расположении орбиты спектрально-двойной звезды.

получается набор значений масс, из которых выбирается наиболее правдоподобное.

Итак, спектральные наблюдения ТДЗ позволяют определить массы звезд, входящих в систему. Делается это

либо сразу, либо с минимумом предположений. Отсюда находят и средние плотности звезд.

Все известные нам надежные значения звездных масс дают наблюдения двойных звезд, а их размеры, а стало быть, и плотности, доставляют нам ТДЗ. Именно с помощью двойных звезд было твердо установлено, что между

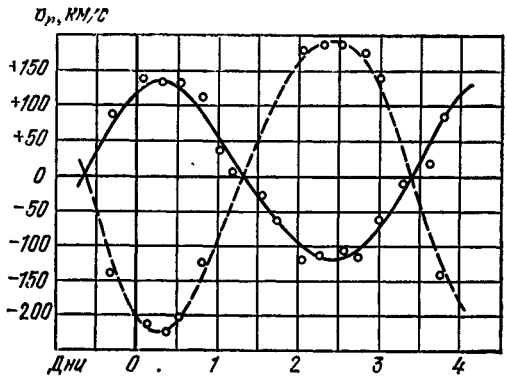


Рис. 5. Кривая лучевых скоростей α Девы. У этой двойной звезды в спектре присутствуют линии обеих компонент, для каждой из которых строится своя кривая.

массой звезды и ее полной энергетической светимостью L_b существует связь вида

$$L_b \sim \mathfrak{M}^{3+p}, \tag{8}$$

где в большинстве случаев p — малая дробь, которую обычно не принимают во внимание при быстрых расчетах. Впрочем, равенство (8) не применимо к белым карликам и к звездам малой массы (у последних показатель степени у $\mathfrak{M}$ близок к 1,5).

В табл. 1 приводятся физические характеристики некоторых звезд, входящих в состав тесных двойных систем (ТДС) и представляющих разные звездные типы.

Посмотрим теперь, какие возмущения вызывает близость компонент ТДС в описанной выше картине затмений.

Во-первых, это приливные деформации, которые неизбежно возникают у близко расположенных массивных тел. Вместо шаровой формы они приобретают форму вытянутых друг к другу эллипсоидов. Вытянутость сопровождается еще полярным сжатием, так как звезды имеют

Таблица 1. Физические характеристики звезд различных классов, входящих в тесные двойные системы

Типы звезд в системе	Название системы	P^d	Sp	M_V	T_e, K	$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot$	$R/R_\odot$	$\rho/\rho_\odot$
Горячий сверхгигант и звезда ГП *)	δ Orionis A	5,732	O9,5 II B1	—5,5 —3,0	29 000 26 000	28 10	19 9	$4{,}1\cdot10^{-3}$ $1{,}4\cdot10^{-2}$
Обе звезды ГП	Y Cygni	2,996	B0 B0	—4,9 —4,9	22 000 22 000	18 18	6 6	$8{,}3\cdot10^{-2}$ $8{,}3\cdot10^{-2}$
То же	TT Aurigae	1,333	B3 B7	—1,4 —1,2	16 000 13 000	6,7 5,3	3,7 3,4	0,13 0,13
То же	RX Herculis	1,779	A0 A0	0,8 1,3	10 000 9 900	2,1 1,9	2,3 1,8	0,17 0,32
То же	YY Geminorum	0,814	M1 M1	9,3 9,5	3 500 3 500	0,64 0,64	0,62 0,62	2,7 2,7
То же	CM Draconis	1,268	M4e M4e	12,6 12,7	3 150 3 150	0,24 0,21	0,25 0,24	15,4 15,2
То же, но система контактная	W Ursae Majoris	0,334	F8 F7	4,1 4,7	6 200 6 200	1,3 0,6	1,1 0,6	0,98 2 8

Звезда ГП и субгигант	U Cephei	2,493	B8 G8	—0,6 2,3	12 000 4 000	4,8 1,9	2,7 4,6	0,24 0,02
Сверхгигант и звезда ГП	VV Cephei	743,0	cM B8	—5,5 —3,4	3 000 12 000	24 24	1900 19,5	$3,5\cdot10^{-9}$ $3,2\cdot10^{-3}$
То же	ζ Aurigae	972,1	K4 II B6 V	—2,5 —1,1	3 700 14 000	8,3 5,3	160 2,3	$2,0\cdot10^{-5}$ 0,43
То же **)	ε Aurigae	9890	F0 Ia B	—8 —1	7 000 15 000	35 23	290 1,4	$1,4\cdot10^{-6}$ 8,38
Два гиганта	α Aurigae	104,0	G5 III G0 III	—0,3 0,1	4 650 5 300	3,09 2,95	14 8	$1,1\cdot10^{-3}$ $5,8\cdot10^{-3}$
Звезда ГП и белый карлик	V 471 Tauri	0,521	K2 V B	6,3 11	4 900 28 000	0,70 0,72	0,8 0,010	1,37 $7,2\cdot10^{5}$
Звезда ГП и звезда Вольфа—Райе	V 444 Cygn	4,212	O6 WN5	—5 —3,5	30 000 80 000	35 19,5	12,5 3	$1,8\cdot10^{-2}$ 0,7

*) ГП — главная последовательность

**) Компонента ГП угадывается по избыточному потоку в далекой ультрафиолетовой области. Она окружена мощной газовой оболочкой.

также осевое вращение. В результате фигуры звезд из шаровых превращаются в трехосные эллипсоиды, и отступление от шара тем больше, чем более однородно распределение материи внутри звезд и чем ближе компоненты. Внешне это проявляются в том, что кроме изменений блеска вследствие затмений он изменяется и между затмениями, так как при обращении в орбите площадь диска компоненты, обращенного к наблюдателю, все время меняется. Глубина затмения усиливается, а между

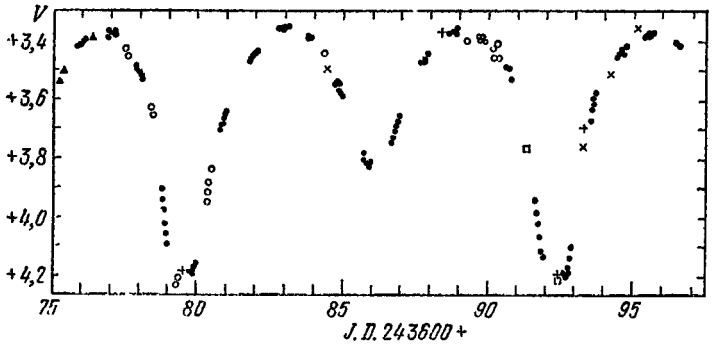


Рис. 6. Кривая блеска затменной двойной звезды β Лиры.

затмениями видимый блеск ТДЗ увеличивается. В результате кривая блеска получается такой, как на рис. 6, изображающем кривую блеска звезды β Лиры, в противоположность кривой на рис. 1, типичной для звезды β Персея — Алголя. Крайним выражением кривой типа β Лиры служит кривая типа W Большой Медведицы, в которой глубины обоих минимумов почти одинаковы (рис. 7). Такая форма кривой блеска указывает на то, что в этой тесной двойной системе компоненты находятся столь близко друг к другу, что их можно считать в контакте и практически они почти никогда не затмевали друг друга хотя бы на короткий промежуток времени.

Уже в случае звезд типа β Лиры предположение об эллипсоидальности компонент неточно. Их фигуры гораздо сильнее деформированы со стороны, обращенной внутрь орбиты, нежели наружу от нее, и правильнее было бы сравнивать их с формой яйца, а при еще большем сближении компонент внутренняя сторона фигуры компоненты еще сильнее вытянута и даже приобретает за

остренную форму отрывающейся капли, так что обе компоненты контактируют друг с другом заостренными «носиками».

Математическая теория фигур равновесия двух звездных тел, движущихся около общего центра масс, хорошо разработана. Будем считать, что массы $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$ компонент сосредоточены в их центрах и сами компоненты вращаются около своих осей с тем же периодом P, что

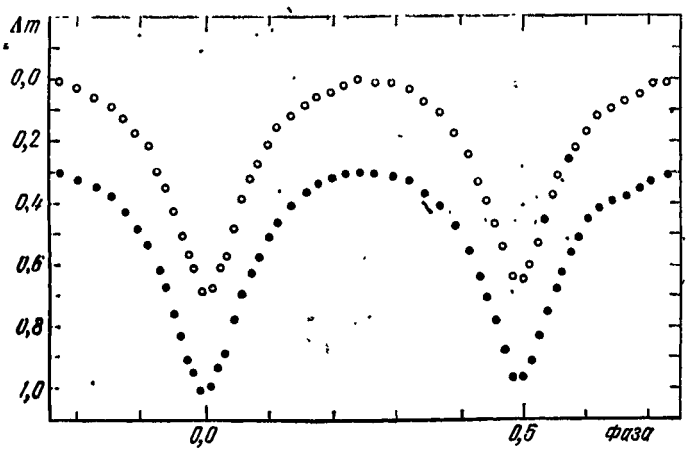


Рис. 7. Кривые блеска звезды ER Ориона, относящейся к типу W Большой Медведицы в V- и B-лучах.

и движутся в орбите. Вокруг точек с массами $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$ или $1-\mu$ и μ, если принять $\mathfrak{M}_1+\mathfrak{M}_2=1$ во вращающейся системе координат, имеется стационарное гравитационное поле, которое можно описать с помощью эквипотенциальных поверхностей, прогрессивно изменяющих свою форму при изменении гравитационного потенциала. Если последний обозначить через U, то за параметр, определяющий форму поверхностей, удобно принять величину

$$C=\frac{2AU}{G(\mathfrak{M}_1+\mathfrak{M}_2)},$$

где G — гравитационная постоянная, A — расстояние между центрами компонент. Величина C называется *постоянной Роша*. Пока она велика, эквипотенциальная поверхность располагается близ точек $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$ и распадается на две замкнутые фигуры, охватывающие каждую

точку в отдельности (рис. 8). При некотором значении $C = C_0$ обе эти фигуры разрастаются до соприкосновения в точке, которая называется *первой лагранжевой точкой* и обозначается L_1 (она тем ближе к спутнику, чем меньше его масса). Сама эквипотенциальная поверхность называется *пределом Роша*, потому что при дальнейшем убывании C *две* ее петли перестают существовать раздельно, а поверхность превращается в однополостную, напоминающую песочные часы, но с широкой перемычкой (см. поверхность S_2 на рис. 8). При еще меньших значениях C эта поверхность становится разомкнутой в области пространства над и под плоскостью орбиты. Разрыв происходит, когда эквипотенциальная поверхность достигает второй лагранжевой точки, находящейся с внешней стороны спутника $\mathfrak{M}_2$.

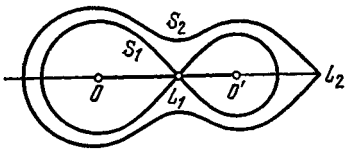


Рис. 8. Предельные поверхности в двойной системе O и O' с отношением масс 2 : 1. L_1 и L_2 — первая и вторая либрационные точки Лагранжа.

Описанные поверхности можно рассматривать и поиному. Скорость какой-либо частицы в системе при данных начальных условиях, задаваемых ее кинетической энергией, становится равной нулю на определенной эквипотенциальной поверхности, и эта поверхность становится непроходимой для частицы. Частицы, обладающие большей начальной скоростью, способны уйти от выбросившей их компоненты дальше, выйти за предел Роша и даже за пределы второй поверхности S_2. Особенно благоприятны условия для пересечения предела Роша вблизи точки L_1, где происходит накопление вещества. Затраты энергии на уход частиц из этой точки внутрь лопасти, принадлежащей второй компоненте, будут меньше, чем при всяком другом выходе частицы из других точек поверхности звезды, так как им приходится пересекать предел Роша и переходить в области с большей потенциальной энергией.

Если в процессе эволюции компонента увеличилась в размерах до того, что вышла за предел Роша, она становится неустойчивой и может быстро терять массу, а так как с уменьшением массы размер полости Роша уменьшается, то процесс потери массы идет ускоренно, а это означает, что в тесной двойной системе эволюция компонент может идти совершенно иным путем, нежели у оди-

ночных звезд. Может быть и так: ТДС состоит из двух звезд, весьма разных по светимости и размерам, причем бо́льшая из них обладает малой поверхностной яркостью, а следовательно, и затмение ее не так уж заметно и вообще вклад в общую светимость системы мал. Но вследствие своих больших размеров она сильно деформирована и может приблизиться к пределу Роша и даже перейти через него. Кривая блеска у такой системы будет алголевого типа, а между главным и вторичным минимумами лежит незначительный горбик. Система эта уже приближается к контактным, но односторонне.

В настоящее время принято разбивать ТДС на три класса — разделенные, полуразделенные и контактные (рис. 9). У первых кривая блеска алголевая, у третьих — как у W Большой Медведицы, а у вторых она может быть как у β Лиры, если обе компоненты имеют сравнимые светимости, или почти алголевой, если мала светимость большей компоненты.

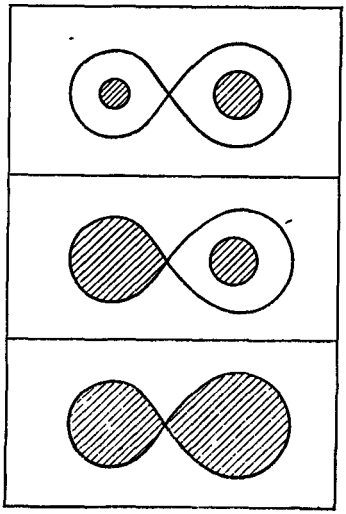


Рис. 9. Три типа ТДЗ. Показаны размеры компонент внутри предельных поверхностей Роша, построенных для отношения масс $\mathfrak{M}_2:\mathfrak{M}_1=0{,}6$. Вверху приведена разделенная, в середине полуразделенная, внизу — контактная системы.

Количественно изменения блеска в промежутках между затмениями будут протекать по-разному у звезд эллипсоидальных или сильно деформированных, приближающихся к пределу Роша. Однако если не стремиться к особо высокой точности, то можно считать, что изменения блеска пропорциональны $\cos^2\theta$ или $\cos 2\theta$, причем коэффициент пропорциональности z равен $^1/_2\varepsilon^2\sin^2 i$, где ε — эксцентриситет сечения эллипсоида плоскостью экватора, содержащей в себе большую ось. При полном потемнении к краю этот коэффициент иной ($^4/_5\varepsilon^2$). Но если деформация компонент велика, нужно учитывать реальную форму их, близкую к фигуре Роша *). В математиче-

*) Это сделано в работе *Н. Г. Бочкарева, Е. А. Карицкой, И. И. Шакуры*, опубликованной в АЖ, 1979, т. 56, № 1.

ском представлении блеска вне затмений член с $\cos^2\theta$ или $\cos 2\theta$ называют *эффектом эллипсоидальности.* Заметим, что если в системе вследствие сильного отклонения угла i от 90° (например, при $i = 70—60°$) затмения не наблюдаются, эффект эллипсоидальности все же может проявиться (о системе Лебедь X-1 ≡ Cyg X-1 см. дальше).

Другой эффект, проявляющийся в изменениях блеска ТДЗ,— *эффект отражения.* Он возникает в результате взаимного облучения компонент. У каждой из них сторона, обращенная к другой, ярче, чем противоположная. Если бы речь шла только об освещении, то чисто геометрическое рассмотрение освещаемой площади и доли ее, обращенной к наблюдателю, было бы достаточным. Оно приводит к выражению $b\cos\theta$, указывающему на возрастание блеска от главного минимума к вторичному. Качественно это правильно, но количественно, после рассмотрения процесса переизлучения падающего излучения, оказывается, что в выражении для эффекта отражения есть еще член с $\cos^2\theta$ (или $\cos 2\theta$), который искажает член, описывающий эффект эллипсоидальности. Следует отметить, что, когда после решения кривой блеска и вывода фотометрических элементов вычисляют эффект отражения теоретическим путем, численно он часто оказывается заметно больше, чем дают наблюдения, и теория не позволяет полностью ообъяснить причины расхождений.

Итак, вне затмений изменения блеска ТДЗ представляются формулой

$$\left.\begin{aligned} l &= a + b\cos\theta + c\cos^2\theta, \\ \text{или}\quad l &= a' + b\cos\theta + c'\cos 2\theta. \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Нужно сказать, что далеко не всегда эта формула достаточна, особенно если кривая блеска несимметрична относительно фаз $\theta = 0°$ и 180°. Тогда в формулы (9) приходится вводить члены с $\sin\theta$ и $\sin 2\theta$, происхождение которых теоретически неясно, и потому остается неуверенность в способе устранения такого члена при решении кривой блеска в затмениях.

Одной из причин появления этих членов может быть наличие светлых или темных пятен на поверхности звезд. Если вращения звезд в ТДС синхронны с орбитальным обращением, то появление или исчезновение пятен будет происходить при одних и тех же фазах θ и их эффекты

войдут постоянным элементом в кривую блеска. Запятненностью дисков компонент в ТДС можно объяснить любую кривую блеска, и потому нужно пользоваться этой гипотезой с осторожностью. Есть немало ТДС, в которых без этой гипотезы нельзя обойтись, например системы двух красных карликов YY Близнецов и CM Дракона и даже целая большая группа их — так называемые звезды типа RS Гончих Псов. По форме кривой блеска они напоминают Алголей, но это не полуразделенные системы, а разделенные, в которых каждая из компонент не заполняет свою полость Роша. Более холодная и крупная компонента со спектром K0 III—IV чуть-чуть более массивна, чем меньшая, и немного горячее (F4—G5 IV—V). Периоды от двух до 10 дней. По кривой блеска у звезд типа RS Гончих Псов более или менее равномерно проходит какое-то искажающее ее фотометрическое возмущение. Как правило, оно проходит от бо́льших фаз к меньшим, что интерпретируется следующим образом: одна из компонент вращается вокруг оси с периодом, несколько более коротким, нежели орбитальный период, а поверхность ее покрыта пятнами, но неравномерно, так что более запятненная полусфера появляется в картинной плоскости наблюдателя не синхронно с затмениями, а каждый раз все раньше и раньше. Зона пятен, по-видимому, богата хромосферной активностью, чем объясняется наличие в спектре ярких эмиссионных линий H_α и H и K. Кроме того, несколько звезд типа RS Гончих Псов излучают в радио- и рентгеновском диапазонах. Таковы, например, звезды UX Овна, RT и AR Ящерицы, RS Гончих Псов и ряд других. Для некоторых систем, где между компонентами движутся газовые потоки, «ударяющие» в другую компоненту (RZ Щита, RX Кассиопеи, бывшая новая DQ Геркулеса), гипотеза горячих пятен переходит в уверенность (см. ниже).

Есть еще одна не рассмотренная нами причина неоднородной яркости поверхности компонент ТДС — так называемый *гравитационный эффект*. Гравитационный эффект возникает оттого, что лучистый поток F_n в некоторой точке уровенной поверхности вращающейся и приливно деформированной звезды пропорционален градиенту $\frac{dp}{dn}$ лучистого давления p в этой точке, но оно определяется как $\frac{1}{3}aT^4$, а градиент его равен $\frac{4}{3}aT^3\frac{dT}{dn}$. У звез-

ды, находящейся в гидростатическом равновесии, давление, плотность ρ, температура и непрозрачность $\varkappa$ постоянны на уровенной поверхности, и поэтому градиент температуры пропорционален градиенту потенциала U, а эта величина $-\frac{dU}{dn}$ есть локальное значение ускорения свободного падения g. Таким образом,

$$F_n = -\frac{c}{\varkappa\rho}\frac{dp}{dn} \backsim \frac{dU}{dn} \backsim g,$$

и если среднее значение поверхностной яркости звезды есть I_0, то в другом месте поверхности она будет равна

$$I = I_0\left(1 + y\frac{g - g_0}{g_0}\right), \qquad (10)$$

где g_0 — среднее значение ускорения свободного падения. Коэффициент гравитационного эффекта y равен единице для полного излучения звезды, но для ограниченных участков спектра варьирует довольно широко: когда $\frac{c_2}{\lambda T}$ мало, $y \approx 1/4$ (c_2 — вторая постоянная закона Планка), при $\lambda T = 0{,}365$ см · К, т. е. в видимой области спектра, и при T от 10 000 до 5000 К y равно единице, а при бо́льших значениях $\frac{c_2}{\lambda T}$ y изменяется пропорционально последней величине. Что же касается величины g, то ее вариации по поверхности эллипсоидальной звезды весьма сильно зависят от внутреннего строения звезды, а именно

$$\frac{g}{g_0} - 1 = K\left(\frac{r}{R} - 1\right), \qquad (11)$$

где константа $K = -1$ для однородной звезды и $K = -4$ для центрально конденсированной звезды, построенной по модели Роша, R — средний радиус звезды.

Итак, в общем случае «классической» компоненты ТДС, свободной от пятен, распределение яркости по диску подчиняется закону

$$I = I_0(1 - u + u\cos\vartheta)\left[1 + yK\left(\frac{r}{R} - 1\right)\right]. \qquad (12)$$

Если в атмосфере звезды преобладает конвективный перенос тепла, гравитационное потемнение весьма невелико.

Формула (12) показывает, насколько сложно определить фотометрические элементы ТДС, если она принадле-

жит к контактным или полуразделенным системам. В то время как разработанные уже обратные методы «решения» кривых блеска освоили задачу нахождения коэффициента потемнения u, учет гравитационного эффекта по-настоящему возможен только прямыми методами с многочисленными испытаниями исходных моделей на ЭВМ.

В тесных двойных системах объединяются звезды самых разнообразных типов (см. табл. 1) — две нормальные звезды главной последовательности ранних или поздних спектральных классов, два гиганта, гигант и нормальный карлик, нормальный и белый карлик, звезда Вольфа — Райе с горячей звездой главной последовательности, наконец, нормальная звезда со звездой релятивистской, например нейтронной. В сущности, мы только тогда и получаем более или менее ясное представление о физических характеристиках звезды, когда она войдет в состав ТДС.

Но есть ТДС особенные, проявляющие себя в фотометрическом и спектральном отношениях целым рядом эффектов, которые не укладываются в привычные классические модели, хотя на первый взгляд их, как будто, можно отнести к одному из упомянутых выше типов. Этих звезд немного, при внимательном рассмотрении они лишаются типичности и их следует считать уникальными. Несколько таких систем описаны В. П. Цесевичем в сборнике «Затменные переменные звезды» под его редакцией. Здесь будет описана еще одна — RX Кассиопеи (RX Cas).

Переменность этой звезды была открыта Л. П. Цераской в Москве, в Москве же ее в начале столетия исследовал С. Н. Блажко, который установил ее затменный характер. Затем она подверглась интенсивному изучению в Казани (Д. Я. Мартынов), а за последнее десятилетие — в Таллине (П. В. Кальв) и снова в Москве. Почти 80 лет фотометрических наблюдений не обеспечили хорошее исследование этой системы.

Выглядит кривая блеска RX Cas, как у обыкновенной звезды типа β Лиры с периодом $32^d,32$ и с пределами изменения блеска в визуальной области от $8^m,7$ до $9^m,5$, в фотографической от $9^m,9$ до $10^m,9$ и в ультрафиолетовой — от $10^m,0$ до $11^m,6$, а спектрально состоит из компонент gG3 + (g?) A5, но лучевые скорости компоненты A определяются по спектрограммам так плохо, что надежно выводится только функция масс, а именно, $f(\mathfrak{M}) = 0,16$; тогда, если принять $\sin i = 1$, то для масс компо-

нент находим при $\alpha = \mathfrak{M}_G/\mathfrak{M}_A = 0{,}5,\ 1{,}0,\ 2{,}0,\ 3{,}0$

$$\mathfrak{M}_G = 0{,}19,\quad 0{,}68,\quad 3{,}04,\quad 8{,}13$$

$$\mathfrak{M}_A = 0{,}38,\quad 0{,}68,\quad 1{,}52,\quad 2{,}71.$$

Вероятно, при таком богатом выборе можно остановиться где-нибудь посредине, скажем, на $\alpha = 2$, и массы компонент G и A будут соответственно равны $3\mathfrak{M}_\odot$ и $1{,}5\mathfrak{M}_\odot$.

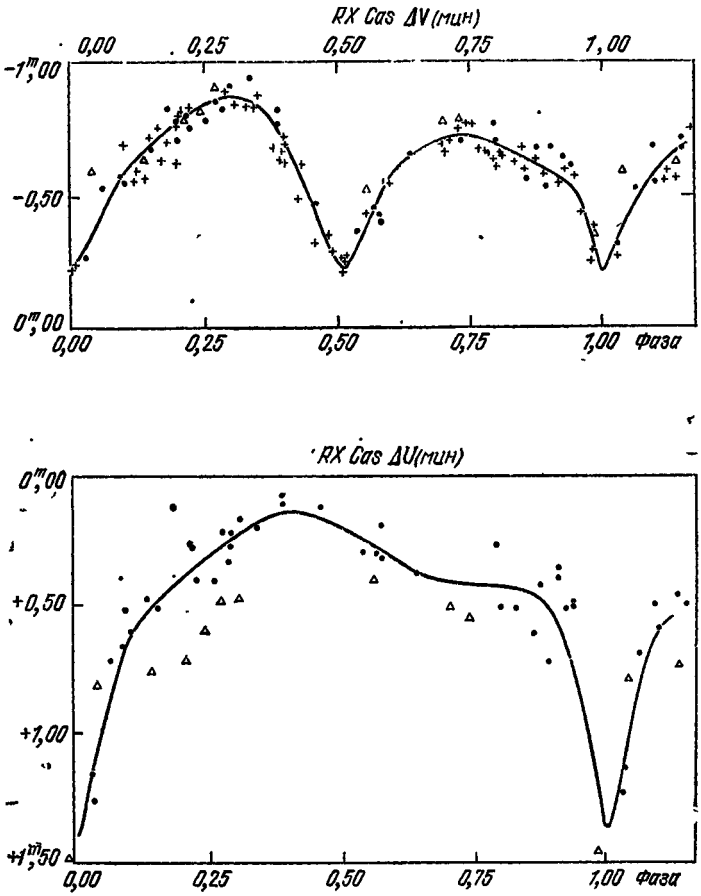


Рис. 10. Кривые блеска RX Cas в *V*-лучах (вверху) и *U*-лучах (внизу). обе — в минимуме физической переменности компоненты A.

Несколько менее неопределенно выводятся из кривых блеска размеры компонент и другие фотометрические эле-

менты системы. Дело в том, что наряду с изменениями блеска, типичными для затмений в полуразделенной системе, блеск RX Cas подвергается совершенно беспорядочным колебаниям, доходящим до $\pm 0^m,5$ в ультрафиолетовых лучах, $\pm 0^m,2$ в синих и $\pm 0^m,15$ в визуальных. Одновременно имеются систематические изменения блеска всей системы в целом, протекающие с периодом 516 дней, которые можно приписать такой пульсации

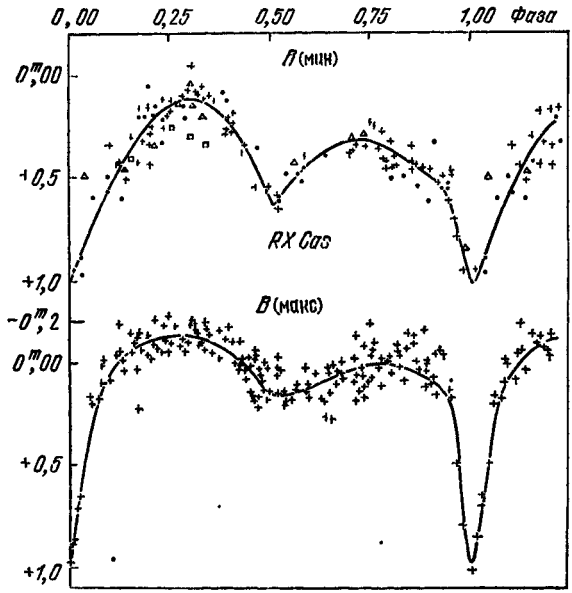


Рис. 11. Кривые блеска RX Cas в *B*-лучах в минимуме физической переменности (вверху) и в ее максимуме (внизу).

блеска компоненты A, что. когда A приобретает наибольшие размеры, ее блеск минимален, ослабление достигает $0^m,4$ в визуальных лучах и $0^m,5$ — в синих. Эти числа дают средние значения, реальные же могут быть вдвое больше, но варьируют случайным образом.

В итоге следует отметить, что для RX Cas не существует точных кривых блеска, все они более или менее «размыты» и все они разные для разных фаз физической переменности компоненты A и в разных лучах. На рис. 10 и 11 приведены некоторые кривые блеска RX Cas, показывающие сильные различия их; особенно бросаются в

глаза совершенно нетипичные изменения блеска в ультрафиолетовых лучах, а именно, непрерывное и монотонное падение блеска от первого максимума к главному минимуму без второго максимума. Понятно только отсутствие вторичного минимума — яркость звезды g G3 в ультрафиолетовом свете очень низка и ее затмение меньшей звездой протекает незаметно. На всех других кривых бросается в глаза резкая асимметрия — первый максимум блеска после главного минимума значительно ярче второго.

При рассмотрении этих кривых нельзя отделаться от впечатления, что наблюдаемый эффект вызван не эллипсоидальностью компонент. Действительно, хорошо намеченный главный минимум блеска узок и указывает на относительно малые размеры компонент, а тогда приливные эффекты должны быть на порядок меньше наблюдаемых. Вместе с тем вторичные минимумы весьма широки.

Естественно, что фотометрические элементы системы RX Cas известны весьма приближенно и варьируют во времени; дело доходит до того, что по светимостям L компоненты G и A обмениваются местами в максимуме и минимуме физической переменности: в визуальных лучах в минимуме физической переменности $L_G : L_A = 0{,}6 : 0{,}4$, а в максимуме — $0{,}4 : 0{,}6$. В синем свете компонента A преобладает, а в ультрафиолетовом вклад звезды G совсем незначителен. Из визуальных наблюдений вытекают следующие размеры компонент: большие полуоси равны $r_G = 17r_\odot$, $r_A = 11r_\odot$. При радиусе орбиты около $70r_\odot$ эти размеры действительно относительно невелики, и поэтому эллипсоидальности компонент должны быть незначительны.

Наконец, в системе RX Cas наблюдается еще одно важное явление. С начала столетия ее период удлинился на одну тысячную его величины — на 49 мин. В ТДС это может произойти в результате взаимодействия компонент, а именно, если в ней происходит вынос вещества за пределы системы или перенос ее от менее массивного тела к более массивному, в нашем случае — от компоненты A5 к компоненте G3. Небесная механика позволяет вычислить и масштабы такого перемещения вещества у RX Cas — они по порядку величины составляют 10^{-5} массы Солнца в год. Очевидно, RX Cas находится в состоянии очень быстрой эволюции.

Теперь можно составить приблизительное представление о строении и процессах в системе RX Cas (рис. 12).

Вне затмений изменения блеска в системе создают весьма переменные по силе потоки газового вещества, исходящие из компоненты А. В спектре RX Cas всегда видны эмиссионные спутники по обе стороны от абсорбционных водородных линий. Эти эмиссионные линии свидетельствуют о движении газов со скоростью 150 км/с. Но если такова скорость вращения газов на экваторе звезды А, то сама она вращается с периодом в 7 раз меньшим ее периода в орбите, а тогда размеры ее критической полости Роша значительно сокращаются, и во

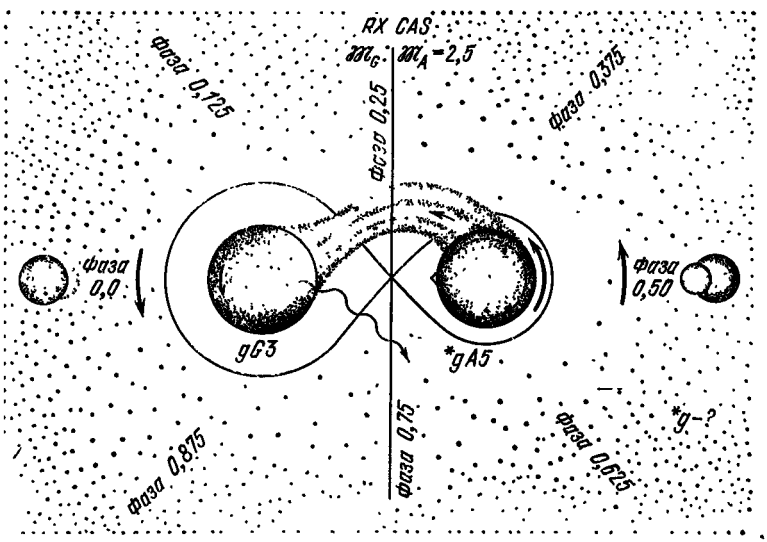


Рис. 12. Схема системы RX Cas в минимуме физической переменности компоненты А 5, когда она выходит за пределы своей границы Роша (пунктир). Показано расположение компонент в плоскости орбиты, а фазы размечены так, как если бы наблюдатель двигался вокруг системы, якобы остающейся неподвижной.

время минимумов физической переменности звезда А5 выходит за пределы этой полости и унос вещества усиливается. Газовый поток подхватывается орбитальным вращением и притяжением звезды G, устремляясь к ней со скоростью, превышающей скорость звука. Встречаясь с поверхностными слоями звезды G, ударная волна нагревает их и создает горячее пятно, температура которого

превышает температуру звезды A *). Но оно не все время видимо и еще до наступления вторичного минимума скрывается за растянутым газовым потоком. Поток и пятно создают отмеченную выше асимметрию кривых блеска RX Cas вне затмений.

Нужно сказать, что описанная модель системы RX Cas небезупречна и встречается с затруднениями при объяснении спектральных изменений. Существует альтернативная модель, предложенная П. В. Кальвом, который взял на себя смелость не согласиться с значением функции масс, выведенным О. Струве ($f(\mathfrak{M}) = 0{,}16$), так как лучевые скорости в этой системе могут быть сильно искажены газовыми потоками, и, исходя из других соображений, определил массу звезды A бо́льшей, чем звезды G, в три с лишним раза. В этом случае перенос вещества идет от компоненты G к A, а фотометрически определимая компонента A есть не что иное, как обширная газовая оболочка вокруг релятивистского ядра — нейтронной звезды. Точнее, это даже не оболочка, а диск из довольно плотного газа, имеющий толщину перпендикулярно орбитальной плоскости, равную $^1/_4$ расстояния между компонентами, или $10r_\odot$.

Чтобы решить с уверенностью, какая из двух приведенных моделей RX Cas справедлива или какая из них ближе к действительности, нужны еще новые фотометрические и особенно спектральные наблюдения во всех фазах физической 516-дневной периодичности.

Рассмотрим одно частное явление в ТДС, обнаруживаемое при многолетних наблюдениях некоторых разделенных систем с эллиптической орбитой. Это явление — движение линии апсид.

Обратимся к рис. 3. Будем считать, что когда компонента S_2 заходит за компоненту S_1, т. е. находится в положении C_1, происходит главное затмение. Наоборот, в положении C_2 затмение вторичное. Площадь участка эллипса справа от линии C_1C_2 меньше, чем участка слева от нее. По II закону Кеплера время для перехода звезды от C_2 к C_1 меньше, чем от C_1 к C_2; следовательно, между вторичным и главным минимумом пройдет времени меньше, чем между главным и вторичным. Кривая блеска

---

*) Заатмосферные наблюдения с «ультрафиолетового» спутника «Эйнштейн» показали наличие в системе RX Cas эмиссионных линий некоторых элементов с высокими степенями ионизации.

системы будет подобна изображенной на рис. 13. Вторичный минимум не располагается посредине между двумя главными. Более того, площадь сектора с вершиной в S_1, опирающегося на дугу C_1, меньше, чем такого же сектора, опирающегося на дугу C_2, а это значит, что продолжительность главного минимума меньше, чем вторичного. Таким образом, есть два признака того, что движение

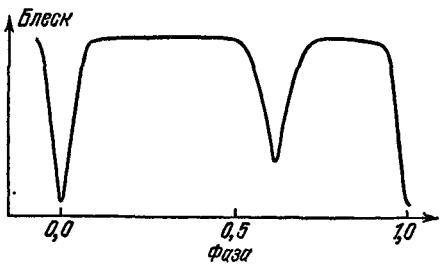


Рис. 13. Кривая блеска затменной двойной системы с эллиптической орбитой (схема). Соответствует положению орбиты относительно наблюдателя, как на рис. 3.

в ТДС происходит в эллиптической орбите: сдвиг вторичного минимума и разная продолжительность главного и вторичного минимумов. Это может быть облечено в простую математическую форму: введем обозначения $h = e\cos\omega$, $g = e\sin\omega$, T_1 и T_2 — моменты главного и вторичного минимумов соответственно, D_1 и D_2 — продолжительности затмения в них, P — период орбитального движения. Тогда

$$(T_2 - T_1)\frac{\pi}{P} - \frac{\pi}{2} = h\,(1 + \operatorname{cosec}^2 i). \qquad (13)$$

Если наклонение орбиты $i = 90°$, формула (13) перепишется так:

$$T_2 - T_1 - \frac{P}{2} = 2h\,\frac{P}{\pi}. \qquad (14)$$

Кроме того,

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{1+g}{1-g}. \qquad (15)$$

Обычно величина h определяется довольно точно, а продолжительности D_2 и D_1 неуверенно, но после первого приближенного нахождения величин D из кривой (при решении кривой блеска с применением формулы (2)) в конце концов величина e так же, как и ω, определяется

уверенно, лишь бы оба минимума вырисовывались четко и в кривой блеска не было сильных возмущений, обусловленных взаимодействием компонент, почему мы и останавливаемся на случае разделенных систем.

Орбитальный эллипс сохраняет свое положение в пространстве неизменным лишь в том случае, если обе компоненты можно рассматривать как материальные точки — случай так называемого кеплеровского движения. Если же около ТДЗ есть еще какое-либо третье тело, кеплеровское движение нарушается, появляются возмущения и кеплеровский эллипс изменяет свое положение в пространстве.

То же произойдет, если компоненты в ТДЗ не шаровые, не сводимые в материальные точки, если они испытывают вращательную деформацию, полярное сжатие или (и) приливное изменение фигур. А последнее неизбежно возникает в ТДС, только в одних случаях оно мало и почти никак не проявляется, в других случаях велико и выражается в том, что орбитальный эллипс вращается в своей плоскости в направлении самого орбитального движения. Это явление и носит название вращения линии апсид, так как по древней традиции большая ось эллипса *АП* (см. рис. 3) называется линией апсид.

Наблюдаемое проявление движения линии апсид в ТДС состоит в том, что меняется взаимное расположение минимумов на кривой блеска, а также продолжительность и глубина минимумов. Может даже случиться, что при большом отклонении i от 90° будут наблюдаться затмения, когда «видимое» наблюдателем соединение компонент происходит в периастре ($\omega \approx \frac{\pi}{2}$), а в апоастре затмения уже не будет. Если такую систему долго наблюдать, скажем, несколько десятилетий, то станет заметным медленный сдвиг вторичного минимума относительно соседних главных и еще менее заметное изменение ширины минимумов — и вторичных, и главных.

На рис. 14 показаны кривые блеска открытой в Москве затменной двойной RU Единорога за 1909—1971 гг.; из рисунка видно, что за 62 года орбитальный эллипс повернулся немногим меньше, чем на 90°, а к 1980—1981 гг. долгота периастра ω должна достигнуть 90°, и, следовательно, вторичные минимумы установятся посредине между главными. Следует отметить, что рис. 14 несколько упрощенно рисует картину движения вторич-

пого минимума. На самом же деле с течением времени оба минимума перемещаются, то раздвигаясь, то сходясь к среднему положению. Если в невозмущенном движении

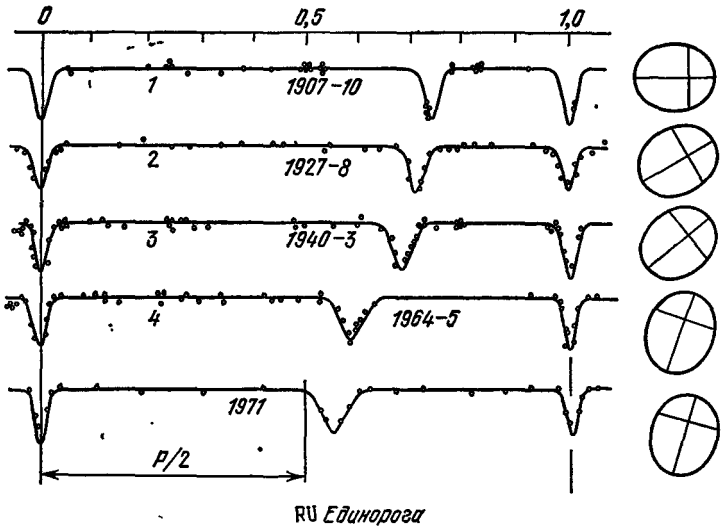


Рис. 14. Кривые блеска ТДЗ RU Единорога за 1909—1971 гг. и соответствующий им поворот орбитального эллипса относительно наблюдателя.

моменты наступления минимумов описываются линейной формулой

$$T_1 = T_{0,1} + NP$$

и

$$T_2 = T_{0,2} + NP,$$

где N — число протекших обращений в орбите, то при вращении линии апсид формулы будут таковы:

$$\left.\begin{aligned} T_1 &= T_{0,1} + NP - \alpha\cos(\omega_0 + N\dot{\omega}) + \\ &\qquad + \beta\sin 2(\omega_0 + N\dot{\omega}) + \ldots, \\ T_2 &= T_{0,2} + NP + \alpha\cos(\omega_0 + N\dot{\omega}) + \\ &\qquad + \beta\sin 2(\omega_0 + N\dot{\omega}) - \ldots, \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

так что отклонения моментов наступления главного и вторичного минимумов от того, что дает линейная формула

для того и другого минимумов, будут изображаться периодическими функциями в противофазе (рис. 15). Полный период этих отклонений равен, очевидно, времени полного оборота линии апсид U.

Чем определяется скорость движения линии апсид $\dot{\omega}$ или, что то же, отношение $U:P$? Сейчас известно около полутора десятков ТДС с движением линии апсид, у которых значения $U:P$ варьируют примерно от 4000 до 40 000. Такое разнообразие зависит прежде всего от степени близости компонент друг к другу и от соотношения

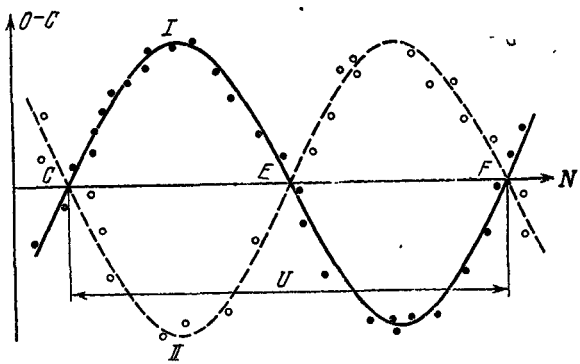


Рис 15. Отклонения моментов главного (*I*) и вторичного (*II*) минимумов от линейной формулы $T=T_0+NP$ у ТДЗ с эллиптической орбитой при периоде поворота линии апсид, равном U.

их масс, вызывающих приливные деформации. Зависит оно и от скорости вращения компонент вокруг оси. Теория этого вопроса, созданная в 30-х гг., дает следующее выражение для $P:U$ в предположении, что угловая скорость вращения обеих компонент равна угловой скорости орбитального обращения:

$$\frac{\dot{\omega}}{2\pi}=\frac{P}{U}=k_{2,1}r_1^5\left\{\frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1}[15f_2(e)+g_2(e)]+g_2(e)\right\}+$$
$$+k_{2,2}r_2^5\left\{\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2}[15f_2(e)+g_2(e)]+g_2(e)\right\}, \qquad (17)$$

где функции f и g зависят только от эксцентриситета e:

$$g_2(e)=(1-e^2)^{-2};\quad f_2(e)=(1-e^2)^{-5}\left(1+\frac{3e^2}{2}+\frac{e^4}{8}\right),$$

а коэффициенты k определяются законом распределения плотности в компонентах ТДС и изменяются от $^3/_4$ для однородного тела до нуля в модели Роша, где вся масса сосредоточена в центре.

Формулой (17) учитываются только пятые степени относительных размеров компонент r_1 и r_2: мы отбросили малые члены с седьмой и девятой степенями.

Если из наблюдений будет найдена с хорошей точностью величина $\dot{\omega} = \frac{2\pi P}{U}$, т. е. значение поворота линии апсид за один оборот в орбите, а кривая блеска доставит значения радиусов r_1 и r_2 (поскольку они возводятся в пятую степень, их нужно знать как можно точнее), и, наконец, из спектральных наблюдений мы найдем отношение масс компонент, то формула (17) позволит нам определить величину k_2 в предположении, что $k_{2,1} = k_{2,2}$, если у нас не будет возможности оценить их различие *).

Таким образом, изучение ТДС позволяет нам прямым путем проверить правильность наших теоретических представлений о внутреннем строении звезд и по крайней мере оценить для них отношение центральной плотности к средней $\rho_c : \rho_m$. Сейчас это пока единственный способ экспериментального определения указанного отношения. Среднее значение k_2, определенное по 11 ТДЗ спектральных классов О—В—А, равно 0,0076, что указывает на очень высокую степень концентрации материи к центру звезды, а именно, $\rho_c : \rho_m > 620$, если звезды построены по политропной модели.

Нахождению величин k_2 в ТДЗ могут помешать две причины. Одна из них — наличие около ТДС третьего тела — уже упоминалось выше. Вызываемое им движение линии апсид никакой связи с внутренним строением звезд не имеет. Мы пока не знаем случаев движения линии апсид по этой причине. Другая причина — релятивистское движение линии апсид. Согласно общей теории относительности оно будет происходить даже при движении двух материальных точек. Широко известен пример релятивистского движения перигелия у Меркурия, достигающего 42″ в столетие. Скорость релятивистского движе-

*) Еще раз становится ясным преимущество разделенных систем при изучении движения линии апсид. Именно в них компоненты сходны, и можно допустить, что для них соблюдается равенство $k_{2,1}$ и $k_{2,2}$.

ния линии апсид определяется формулой

$$\frac{U'}{P} = 1{,}57 \cdot 10^5 \frac{A(1-e^2)}{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2}. \qquad (18)$$

Здесь A — большая полуось орбиты, выраженная в солнечных радиусах. Формула (18) говорит, что период релятивистского движения U' будет тем меньше, чем ближе расположены друг к другу компоненты и чем больше их

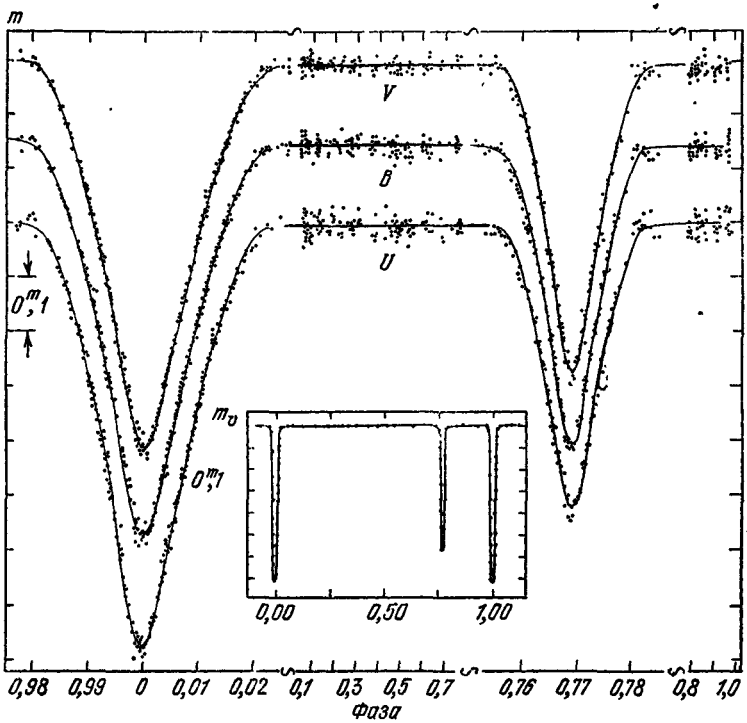


Рис. 16. Кривая блеска ТДЗ DI Геркулеса по фотоэлектрическим наблюдениям на Крымской станции ГАИШ в фотометрических системах *V*, *B*, *U*. Крупным планом показаны результаты измерений в главном (слева) и вторичном (справа) минимумах. В прямоугольной врезке представлена вся кривая блеска в мелком масштабе.

массы. Тесное расположение компонент помешает наблюдать релятивистское движение в чистом виде.

ТДЗ — затменная двойная DI Геркулеса — представляет исключительно удобный объект для проверки релятивистского движения линии апсид (рис. 16), так как си

стема эта широко разделенная, эффекты близости не мешают, а массы значительны ($\mathfrak{M}_1 = 5{,}2\mathfrak{M}_\odot$, $\mathfrak{M}_2 = 4{,}6\mathfrak{M}_\odot$). Минимумы резко очерчены и позволяют фиксировать моменты T_1 и T_2 с большой точностью. Из фотоэлектрических наблюдений, выполненных в ГАИШ за последние 10 лет, а также из наблюдений в Кракове, Х. Ф. Халиуллин и Д. Я. Мартынов нашли скорость движения периастра $\dot{\omega} = 0°{,}0124$ в год. Это очень медленное движение, полный оборот линии апсид происходит за $29\,000 \pm 4\,000$ лет. При периоде орбитального движения, $10^d{,}55$ и эксцентриситете $e = 0{,}48$ формула (17) дает теоретическое значение $\dot{\omega} = 0°{,}0160$ в год, если принять среднее значение $k_2 = 0{,}0076$ (см. выше); но это уже превышает наблюдаемое и не оставляет ничего на долю релятивистского движения, которое одно по формуле (18) составляет $\dot{\omega}_r = 0{,}023$ в год, т. е. в два раза превышает наблюдаемое. Представляет большой интерес найти и исследовать еще системы столь же удобные для проверки релятивистской теории или еще более удобные.

На этом мы заканчиваем ознакомление с классическими методами изучения ТДЗ и их результатами. Перейдем теперь к изложению исследований неклассических объектов, которые стали предметом усиленного изучения в последние десятилетия.

ЛИТЕРАТУРА*)

Затменные переменные звезды/Под ред. В. П. Цесевича.— М.: Наука, 1971.

Мартынов Д. Я., 1965, 1971, 1979 — Курс общей астрофизики.— 1-, 2-, 3-е изд.— М.: Наука, гл. III, IV, V.

Бэттен А. 1976 — Двойные и кратные звезды.— М.: Мир.

Сахаде, Вуд, 1978 — *Sahade J., Wood F. B.* Interacting Binary Stars.—L.: Pergamon Press.

Пачинский, 1971 — *Paczynski B.* Evolutionary Processes in Close Binary Systems.— Ann. Rev. Astr. Ap. Paolo Alto, v. 9.

Кальв, 1979 — *Kalv P.* Photoelectric Investigation of RX Cassiopeiae.— Tartu: Astrophys. Observ. Teated nr. 58.

Мартынов Д. Я., Халиуллин Х. Ф., 1980 — On the Relativistic Motion of the Periastron in the Eclipsing Binary System DI Herculis.— Ap. Sp. Sci, v. 71, p. 147—170.

---

*) В конце книги приводится список сокращенных названий журналов и сборников, расшифровка которых может вызвать затруднения.

Очерк 2

ЗАТМЕННЫЕ СИСТЕМЫ ЗВЕЗД С ПРОТЯЖЕННЫМИ АТМОСФЕРАМИ И ДИСКООБРАЗНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

А. М. ЧЕРЕПАЩУК

Введение

В последнее время назрела необходимость разработки новых методов интерпретации кривых блеска затменных систем. Это вызвано двумя причинами. Во-первых, повышение точности фотоэлектрических наблюдений и успехи рентгеновской астрономии привели к открытию затменных систем, кривые блеска которых нельзя интерпретировать классическими методами. Были открыты затменные системы, содержащие объекты с протяженными атмосферами,— звезды Вольфа — Райе (WR), сверхгиганты, а также релятивистские объекты, окруженные дискообразными оболочками из аккрецирующего вещества.

В настоящее время для протяженных атмосфер отсутствует удовлетворительная теория выходящего излучения и линейный закон потемнения неприменим. Поэтому стандартная модель затменной системы — две сферические звезды с тонкими атмосферами и линейным законом потемнения — оказалась в данном случае несостоятельной. Во-вторых, появление современных методов регуляризации некорректно поставленных задач, разработанных А. Н. Тихоновым, и возможность использования мощных ЭВМ позволили отказаться от детального моделирования структуры звездных дисков. Оказалось, что для однозначного решения задачи в ряде случаев не обязательно задаваться детальной моделью атмосферы звезды. Для решения задачи достаточно лишь качественной информации о структуре диска звезды, например информации о гладкости или монотонности функций, описывающих структуру звездных дисков. В этом случае кривая блеска позволяет записать замкнутую систему интегральных и алгебраических уравнений, применение к которой современных методов решения дает возможность получить единственное и устойчивое решение. При этом структура звездного диска восстанавливается из кривой блеска практически независимо от природы затмевающегося объекта.

Новыми методами были исследованы звезды WR в тесных двойных системах, а также оптическая структура дискообразных оболочек в рентгеновских двойных, новых и новоподобных звездах.

§ 1. Физические характеристики звезд WR в тесных двойных системах

Исследование звезд WR важно для понимания поздних стадий звездной эволюции, интерес к которым в последние годы резко возрос благодаря успехам рентгеновской астрономии. Спектры звезд Вольфа — Райе состоят, в основном, из ярких линий шириной 30—100 Å, принадлежащих атомам и ионам с высокими (до 100 эВ) потенциалами ионизации. В видимой области спектра энергия, излучаемая в эмиссионных линиях, близка к энергии, излучаемой в континууме; при этом цветовая температура непрерывного излучения составляет $(10—20) \cdot 10^3$ К и недостаточна для возбуждения большинства эмиссионных линий.

Природа звезд WR до последнего времени была неясна. Наличие мощного эмиссионного линейчатого спектра свидетельствует о существовании у звезд Вольфа — Райе протяженных атмосфер, расширяющихся со скоростями порядка 1000 км/с. Однако механизм ускорения вещества, механизм возбуждения эмиссионных линий, а также эволюционная стадия звезд WR определялись неоднозначно, поскольку отсутствовали надежные сведения о радиусах, температурах и светимостях этих резко пекулярных объектов.

Присутствие в спектрах звезд WR эмиссионных линий высокоионизованных элементов (N IV, N V, C IV) свидетельствовало о наличии высокотемпературных агентов возбуждения, однако было не ясно, чем возбуждается эмиссионный линейчатый спектр — излучением или электронными ударами. Билс предположил, что главный механизм возбуждения эмиссионных линий в спектрах звезд Вольфа — Райе — фотоионизация атомов под действием коротковолнового излучения горячего ядра с последующими каскадными рекомбинациями. В 1949 г. Томас предложил альтернативную модель атмосферы звезды Вольфа — Райе, в которой возбуждение эмиссионных линий происходит под действием электронных ударов при высокой кинетической температуре электронов (выше

10^5 К) и сравнительно низкой температуре излучения ядра, т. е. тела звезды, содержащего основную часть массы.

Исследование одиночных звезд WR не позволяет сделать однозначный выбор между двумя указанными моделями, поскольку атмосферы этих звезд непрозрачны для собственного излучения с частотами большинства эмиссионных линий, что приводит к неоднозначности интерпретации их спектров. В то же время анализ наблюдений затменных двойных звезд дает возможность получить информацию о структуре протяженных атмосфер, радиусах, температурах и светимостях ядер звезд WR. Знание перечисленных выше характеристик необходимо для понимания природы и эволюционной стадии этих звезд.

Вклад эмиссионных линий в полный поток излучения звезд WR сравним с вкладом континуума, и поэтому для корректного определения физических характеристик звезд WR необходимо использовать узкополосные ($\Delta\lambda \sim 100$ Å) наблюдения в континууме и в эмиссионных линиях. Традиционные широкополосные *UBV*-наблюдения ($\Delta\lambda \sim$ ~ 1000 Å) в данном случае нельзя интерпретировать однозначно, поскольку эмиссионные линии и континуум формируются в различных физических условиях. Были выполнены фотометрические наблюдения ряда тесных двойных систем с компонентами WR в континууме и в эмиссионных линиях. Интерпретация этих наблюдений новыми методами позволила определить основные характеристики звезд WR, которые согласуются с выводами современной теории эволюции звезд Вольфа — Райе в тесных двойных системах.

Наблюдения. Система V 444 Cyg (WN5 + O6). Эта система наиболее перспективна для определения физических характеристик звезды WR, поскольку ее кривые блеска в континууме имеют почти постоянные участки вне затмений, что свидетельствует о малости эффектов отражения и эллипсоидальности по сравнению с эффектами затмения компонент. На рис. 17 приведены узкополосные фотоэлектрические кривые блеска V 444 Cyg в разных длинах волн континуума, полученные А. М. Черепащуком и Х. Ф. Халиуллиным (1975). Каждая точка объединяет примерно восемь индивидуальных наблюдений (2—3 ночи). Рассеяние нормальных точек обусловлено в основном физическими флуктуациями блеска, среднеквадратичная амплитуда которых составляет $0^m,01$—

$0^m,03$. Основные выводы следующие. Кривые блеска в континууме — типа Алголя, вторичный минимум приходится на фазу $0^P,5$ (случай «звезда O6 впереди звезды WN 5»). Ширина его в этом диапазоне длин волн вдвое меньше ширины главного минимума. Форма главного минимума не зависит от λ, что свидетельствует о преобладающей роли электронного рассеяния в протяженной

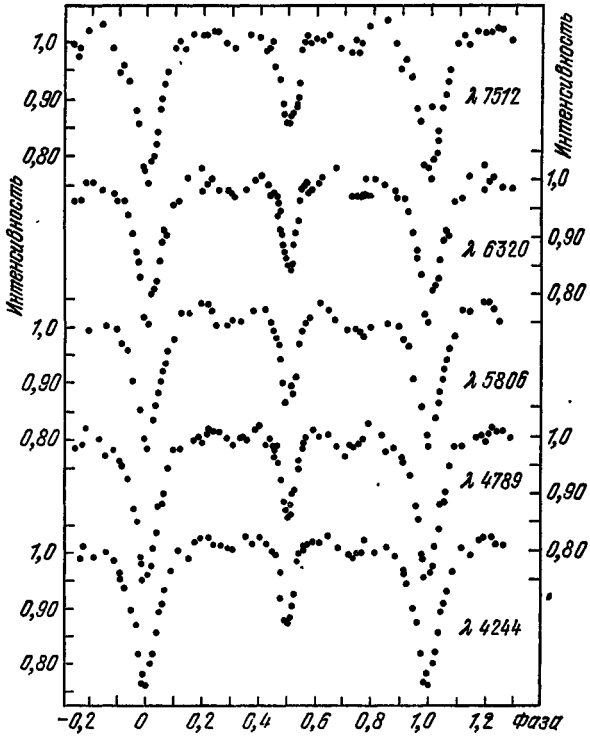


Рис. 17. Средние узкополосные кривые блеска системы V 444 Cyg в континуумах. По оси ординат отложены относительные интенсивности.

атмосфере звезды WN 5. Глубина и ширина вторичного минимума растут с увеличением λ. Анализ затмений в континууме позволил определить как структуру протяженной атмосферы, так и радиус и температуру ядра звезды WN 5 (см. ниже).

Кривые изменения интенсивностей эмиссионных линий в спектре V 444 Cyg, полученные параллельно с на-

блюдениями континуума, обнаруживают физическую переменность со среднеквадратичной амплитудой до $0^m,05$. Прослеживается эволюция формы кривой интенсивности с изменением потенциала ионизации: по мере его роста кривые изменения интенсивности показывают прогрессивное уменьшение эффектов близости компонент. Все три исследованные эмиссионные линии (He II 4686, He II, H_α 6563, N IV 7112 Å) уменьшают свою интенсивность в фазе $0^p,5$; это уменьшение для линии N IV 7112 Å достигает 40—50%. Уменьшение интенсивностей эмиссионных линий в фазе ≈ 0 связано, по-видимому, с селективным поглощением света звезды O6 протяженной атмосферой звезды WN 5. Это свидетельствует о том, что протяженная атмосфера непрозрачна для собственного излучения на длинах волн указанных линий. Анализ затмений на длинах волн линий позволяет определить размеры зон ионизации и структуру селективно поглощающей протяженной атмосферы звезды WN 5.

Система CV Ser (WC 7 + B0). Эта система является уникальной, поскольку у нее исчезло затмение в континууме при отсутствии изменений в показателях цвета и спектроскопических элементах. Однако в области эмиссионной полосы C II — C IV, N III 4653 Å в системе обнаруживаются селективные атмосферные затмения с периодом $29^d,705$ и амплитудой $0^m,5$. На рис. 18 приведены узкополосные кривые блеска этой системы в континуумах λ 4795, 6320 Å и эмиссионных линиях He II, H_α λ 6563 и C II — C IV, N III λ 4653, полученные А. М. Черепащуком. Из-за сильного наклона плоскости орбиты к лучу зрения область формирования континуума звезды WC 7 не затмевается спутником. Поскольку протяженная атмосфера этой звезды непрозрачна для собственного излучения на длинах волн эмиссии C II—C IV, N III 4653 Å и имеет большие характерные размеры, в фазе ≈ 0 (случай «звезда WC 7 впереди звезды B0») происходит селективное атмосферное затмение — на эмиссионную линию 4653 Å накладывается абсорбционная линия, образующаяся в непрерывном спектре спутника B0 при прохождении света последнего через протяженную атмосферу звезды WC 7. Тот факт, что наблюдаются системы, затменные в линиях при отсутствии затмений в континууме, прямо свидетельствует о превышении размеров эмиссион-

ных областей в протяженных атмосферах звезд WR над размерами области формирования континуума.

Система HD 211853 (WN 6 + B0 I). Здесь также наблюдаются селективные атмосферные затмения на длинах волн эмиссии He II 4686 Å глубиной около $0^m,4$

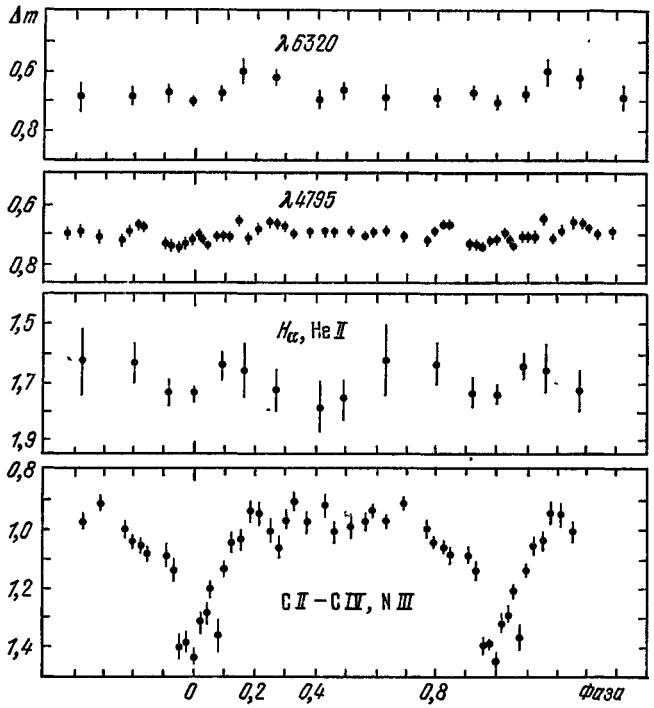


Рис. 18. Средние узкополосные кривые блеска системы CV Ser в континуумах λ 4795 и 6320 (вверху) и кривые изменения интенсивностей эмиссионных полос H_α, HeII λ 6563 и CII—CIV, NIII λ 4653 (внизу).

с периодом $6^d,6883$ при слабых затмениях в континууме 4789 Å глубиной около $0^m,1$.

Система CQ Cep (WN 6 + O7). Наблюдения этой весьма тесной ($P = 1^d,641246$) системы в континууме 4789 Å и в эмиссионной линии He II 4686 Å проведены Х. Ф. Халиуллиным и А. М. Черепащуком. Их результаты представлены на рис. 19. Кривые блеска в континууме обнаруживают сильный эффект эллипсоидальности. Главная

особенность системы — пекулярное поведение эмиссии He II 4686 Å: в моменты соединений интенсивность этой эмиссии не уменьшается, а возрастает. Подобная же картина наблюдается и в других линиях. Х. Ф. Халиуллин

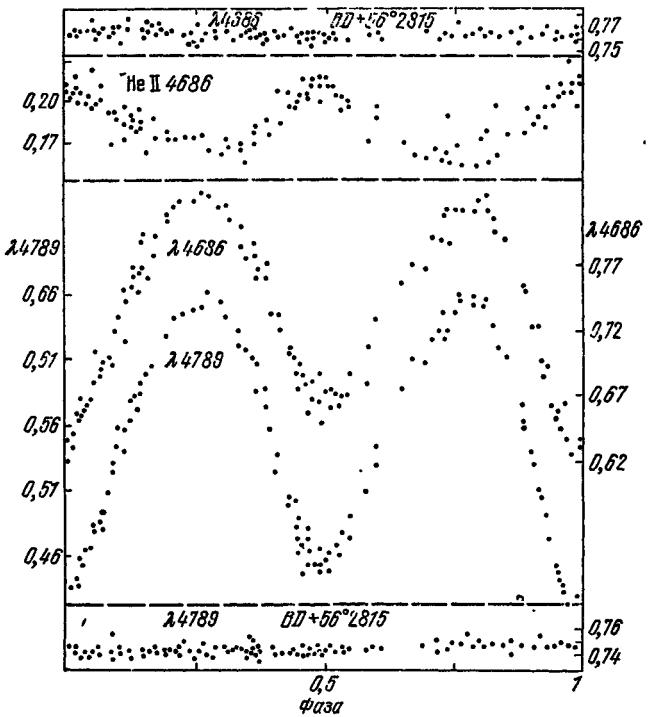


Рис. 19. Узкополосные кривые блеска системы CQ Cep. По оси ординат отложено отношение интенсивностей измеряемого объекта и звезды сравнения. Вверху и внизу — наблюдения контрольной звезды BD+56°2815.

(1972) предложил качественную модель CQ Cep, объясняющую такое аномальное изменение с фазой интенсивности эмиссионных линий в спектре этой звезды. Модель основана на предположении о наличии общей селективно поглощающей оболочки.

Интерпретация наблюдений. Для интерпретации кривых блеска в континууме затменных систем, содержащих компоненту WR с протяженной сферической атмосферой, А. М. Черепащук в 1966 г. предложил новый метод, реализованный в виде конкретных программ для ЭВМ в ра-

ботах автора совместно с А. В. Гончарским и А. Г. Яголой (1978). Метод основан на решении интегральных уравнений, написанных для потери блеска, относительно функции $I_c(\xi)$ — распределения яркости по диску звезды WR — и функции $I_a(\xi) = I_0(1 - e^{-\tau(\xi)})$, где ξ — полярное расстояние, I_0 — яркость в центре диска спутника, $\tau(\xi)$ — оптическая толща оболочки по лучу зрения.

Знание функции $I_c(\xi)$ позволяет найти распределение энергии в континууме E_λ, а также спектрофотометрическую (цветовую) T_c и яркостную T_b температуры как всего диска пекулярной компоненты, так и любой его части. Функция $I_a(\xi)$ дает возможность найти распределение объемного коэффициента поглощения $\alpha(r)$ в зависимости от радиуса в оболочке WR.

Следует отметить, что предположение о сферичности протяженной атмосферы для звезд WR вполне разумно, поскольку скорости радиального истечения (~1000 км/с) превышают параболическую и препятствуют значительной приливной деформации атмосферы в тесной двойной системе. Это подтверждается наблюдениями системы V 444 Cyg в континууме, которые показывают малый эффект близости компонент (см. рис. 17). В последнее время для интерпретации затмений в двойных рентгеновских системах предложенный метод был обобщен на несферические модели, когда пекулярная компонента обладает эллипсоидальной или дискообразной оболочкой.

Для анализа кривых блеска в частотах отдельных спектральных линий Х. Ф. Халиуллин и А. М. Черепащук (1976) разработали метод определения пространственной структуры селективно поглощающей оболочки, опирающийся на классическую теорию В. В. Соболева (1947) для движущихся оболочек звезд и на описанный выше метод нахождения функций $I_c(\xi)$ и $I_a(\xi)$. Эти методы были использованы для анализа узкополосных кривых блеска V 444 Cyg.

Если в затменной системе выполняется условие $\cos i < r_2$, где i — наклонение орбиты, а r_2 — относительный радиус спутника (звезды с тонкой фотосферой), то кривые блеска такой двойной системы позволяют находить не только функции $I_c(\xi)$ и $I_a(\xi)$, но и геометрические элементы i и r_2. В случае V 444 Cyg (WN 5 + O6) было показано, что условие $\cos i < r_2$ выполняется. Были найдены следующие элементы: радиус спутника O6 $r_2 = 0{,}25 \pm 0{,}02$ (в долях радиуса относительной орбиты

$\sim 40R_\odot$), $i = 78° \pm 1°$, светимость звезды WN 5 (в долях суммарной светимости компонент) $L_W = 0{,}197 \pm 0{,}004$. Из анализа узкополосных кривых блеска V 444 Cyg в континуумах λ 4244, 4789, 6320, 7512 Å, приведенных на рис. 17, были получены эмпирические распределения цветовой T_c и яркостной T_b температур по диску звезды WR, свидетельствующие о высокой эффективной температуре $T_{эфф}$ поверхности ядра WR (на уровне $\tau = 1$): $T_{эфф} = 70\,000—100\,000$ К; были обнаружены и другие веские аргументы в пользу модели расширяющейся оболочки, радиационно возбуждаемой горячим ядром.

В последнее время структуру протяженной атмосферы и физические характеристики звезды WN 5 определили А. М. Черепащук, Дж. Итон и Х. Ф. Халиуллин (1980) на основе анализа кривых блеска V 444 Cyg в диапазоне 2460—35 000 Å с привлечением «инфракрасных» наблюдений и заатмосферных спутниковых «ультрафиолетовых» наблюдений. Результаты обработки этих данных полностью подтвердили выводы, сделанные на основе анализа наблюдений в оптическом диапазоне 4244—7512 Å, а также позволили получить новую информацию о физических условиях в протяженных атмосферах WR. Ниже приводятся основные результаты исследования физических характеристик звезды WN 5, найденные в этой работе.

На рис. 20 представлены функции $I_c(\xi)$, описывающие распределение яркости по диску звезды WN 5 в разных областях непрерывного спектра. Видно, что центральные части диска голубее периферийных, следовательно, цветовая температура центральных частей диска выше, чем периферийных. Как было сказано выше, функции $I_c(\xi)$ для разных λ позволяют найти как распределение яркостной T_b и цветовой T_c температур по диску WR, так и распределение энергии E_λ по всему диску звезды или отдельных его частей. На рис. 21 приведены спектры непрерывного излучения «ядра» ($\xi \leqslant 3R_\odot$), оболочки ($\xi > 3R_\odot$) и всего диска звезды WN 5, полученные из функций $I_c(\xi)$. Цветовая температура всего диска WN 5 в ультрафиолетовом диапазоне порядка 20 000 К и уменьшается до 8000 К в инфракрасной области спектра, что хорошо согласуется с классическими оценками T_c для одиночных звезд WR, которые получили С. В. Рублев и А. М. Черепащук (1974). Цветовая температура излучения оболочки порядка 7000 К, тогда как T_c для ядра со-

ставляет 80 000—100 000 К (!). Таким образом, излучение всего диска звезды WN 5 есть суперпозиция излучений с сильно различающимися температурами. Сравнительно низкая цветовая температура всего диска звезды обусловлена низкотемпературным (по-видимому, рекомбинационным) излучением периферийных частей атмосферы. Следует отметить, что, поскольку в протяженной атмосфере отсутствует локальное термодинамическое равновесие, цветовая температура периферийных частей атмосферы может сильно отличаться от ее электронной температуры. В области $\lambda \geqslant 7000$ Å наблюдается «завал» спектра центральных частей диска, который связан с увеличением непрозрачности вещества протяженной атмосферы в инфракрасном диапазоне и с уменьшением электронной температуры с высотой. Яркостная температура T_b в центральных частях диска звезды WN 5 в ультрафиолетовом диапазоне порядка 90 000 К. Таким образом, и цветовая, и яркостная температуры центральных частей диска звезды WN 5 велики. Возникает вопрос: в какой мере полученные оценки цветовой и яркостной температур в центральных частях диска звезды WN 5 характеризуют температуру «поверхности» ядра, в частности, кинетическую температуру ее вещества? Поскольку, как впервые отметил В. А. Амбарцумян (1938), в случае звезд Вольфа — Райе существенно влияние электронного рассеяния на параметры выходящего потока излучения, полученные оценки температуры центральных частей диска звезды WN 5 лишь косвенно характеризуют температуру поверхности ядра. С. Г. Слюсарев (1954) показал, что электронное рассеяние при данной температуре вещества уменьшает цветовую и яркостную температуры

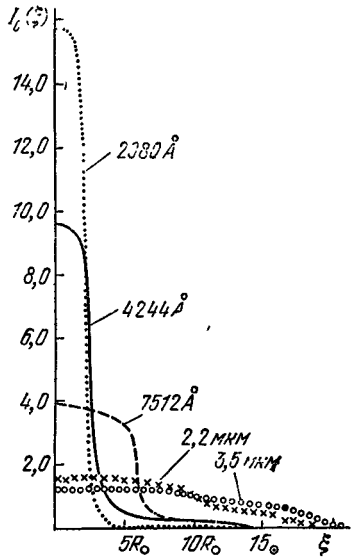


Рис. 20. Эмпирические кривые распределения яркости по диску звезды WN 5 в системе V 444 Cyg в континуумах.

выходящего излучения. Поэтому полученные выше оценки характеризуют нижний предел температуры поверхности ядра. Они хорошо согласуются со значением $T_* \approx 107\,000$ К, полученным С. В. Рублевым методом Занстра для V 444 Cyg. Это свидетельствует о рекомбинационном характере главного механизма возбуждения

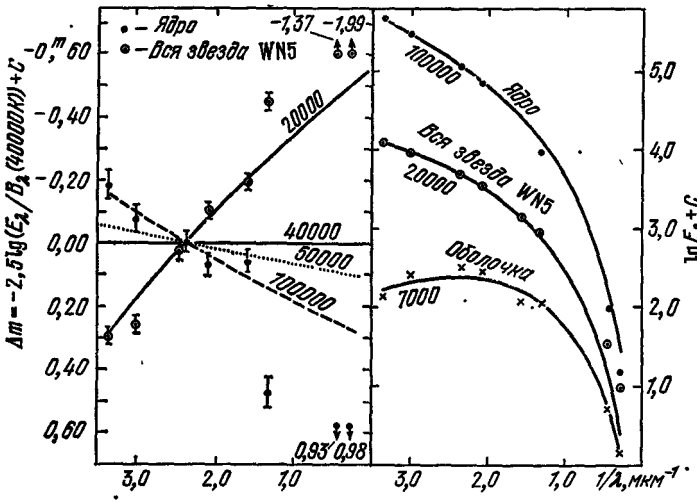


Рис. 21. Спектры непрерывного излучения ядра ($\xi < 3,2\ R_\odot$), оболочки ($\xi > 3,2\ R_\odot$) и всего диска звезды WN 5 в разностях звездных величин по отношению к функции Планка для температуры 40 000 К (слева) и в обычных переменных $\lg E_\lambda + C$, $1/\lambda$ (справа). Различные кривые соответствуют функциям Планка при различных температурах, отдельные значки отражают результаты анализа кривых блеска V 444 Cyg.

эмиссионных линий в протяженной атмосфере звезды WN 5, что в свою очередь говорит в пользу флуоресцентной модели Билса для звезд Вольфа — Райе.

Функции $I_c(\xi, \lambda)$ и соответственно значения температуры ядра и оболочки WR, приведенные выше, получаются из решения кривой блеска V 444 Cyg во вторичном минимуме (затмение WR-компоненты Об-компонентой). Из анализа главного минимума находится функция $I_a(\xi, \lambda) \equiv I_0(1 - e^{\tau(\xi,\lambda)})$, в которой $\tau(\xi, \lambda)$ определяет интегральное уравнение Абеля относительно объемного коэффициента поглощения $\alpha(r, \lambda)$. Решение этого уравнения для каждой длины волны дает распределение $\alpha(r, \lambda)$: для атмосферы WN 5 оно приведено на рис. 22.

Функции $\alpha(r, \lambda)$ для $\lambda \leqslant 5000$ Å практически не зависят от длины волны, что говорит об определяющей роли электронного рассеяния в этой области длин волн. Для $\lambda > 6000$ Å заметно возрастание $\alpha(r, \lambda)$ с увеличением λ, что, очевидно, связано с вкладом свободно-свободного поглощения и свидетельствует об относительно низкой электронной температуре в протяженной атмосфере. Функции

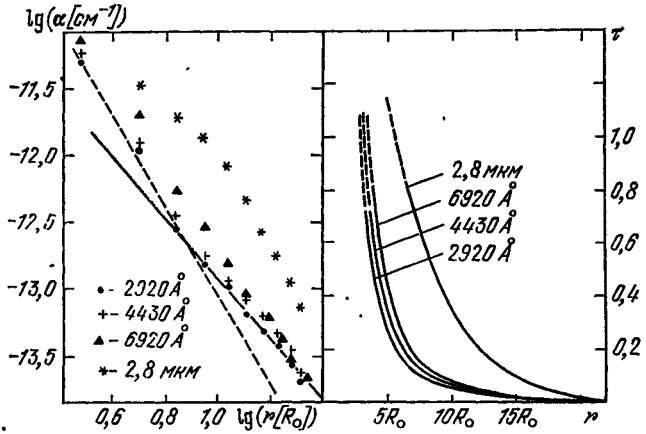


Рис. 22. Распределение объемного коэффициента поглощения $\alpha(r, \lambda)$ (в логарифмическом масштабе) и оптической глубины $\tau(r, \lambda)$ в протяженной атмосфере звезды WN 5. Указаны средние длины волн. В области $r \approx 8\,R_\odot$ заметен излом в функции $\lg \alpha(r, \lambda)$ для ультрафиолетовых лучей: пунктирная прямая соответствует зависимости $\alpha(r) = 0{,}0020\, r^{-3.54}$, сплошная — зависимость $\alpha(r) = 0{,}018\, r^{-2{,}2}$. Виден сильный рост непрозрачности вещества протяженной атмосферы с ростом длины волны.

$\lg \alpha(r, \lambda)$ в области частот, где преобладает электронное рассеяние, имеют излом в точке $r \approx 8R_\odot$ (см. рис. 22), который, по-видимому, отражает границу между зонами ионизации He III и He II в атмосфере звезды. Уровень, на котором $\tau \equiv \int \alpha(r)\, dr = 1$, достигается при $r_0 \approx 3R_\odot$ в ультрафиолетовой области спектра и при $r_0 \approx 6R_\odot$ в инфракрасной области. Естественно в качестве радиуса «ядра» или «собственно» звезды WN 5 взять первую величину $r_0 = 3R_\odot$.

Сравнительно малый радиус ядра при массе, равной $10\mathfrak{M}_\odot$, свидетельствует о том, что звезда WN 5 в системе V 444 Cyg является гелиевой звездой. При $r_0 = 3R_\odot$ и $T_{\text{эфф}} = 90\,000$ К она имеет болометрическую светимость

$L_b \approx 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с, близкую к критической эддингтоновской светимости для этой звезды $L_c \approx 2{,}6 \cdot 10^{39}$ эрг/с.

На диаграмме Герцшпрунга — Рессела звезда WN 5 попадает в область между главной последовательностью и последовательностью однородных гелиевых звезд (рис. 23). Ее положение близко к положению гелиевых

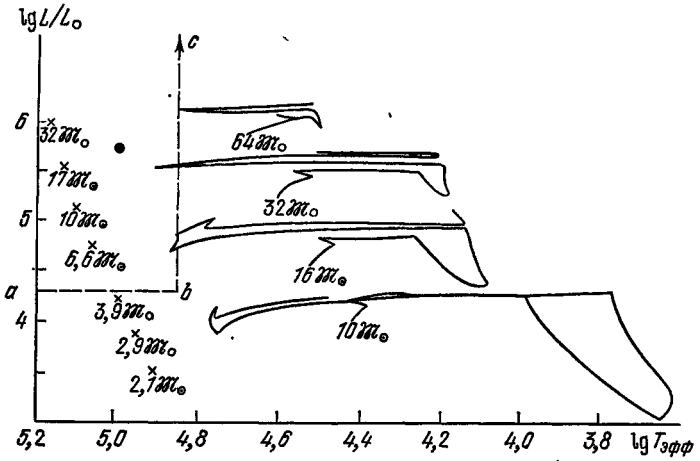


Рис. 23. Положение звезды WN 5 в системе V 444 Cyg на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Слева — последовательность однородных гелиевых звезд; справа — эволюционные треки первоначально более массивных компонент двойной системы. Угол *abc* отсекает область возможной локализации звезды WN 5. Кружок — наиболее вероятное положение звезды WN 5.

остатков первоначально более массивных звезд в тесных двойных системах, образовавшихся в результате обмена масс. Первые расчеты эволюции ТДС с обменом масс провели Л. И. Снежко (1967) в ГАИШ и одновременно Б. Пачинский и Киппенхан и Вейгерт. Затем в ряде советских и зарубежных работ были рассмотрены разные возможные случаи эволюции ТДС при перетекании вещества. Наиболее детальные расчеты в приложении к звездам WR провели А. Г. Масевич, А. В. Тутуков и Л. Р. Юнгельсон (1976). На рис. 23 эволюционные треки теряющих массу компонент приведены согласно этим авторам. Хотя из-за неопределенности эмпирических характеристик ядра звезды WN 5 в системе V 444 Cyg область ее возможной локализации на диаграмме имеет значительные размеры, можно сделать уверенный вывод о том, что звезда WN 5 находится на конечном этапе

своей эволюции после стадии главной последовательности. Как было сказано выше, изложенный метод интерпретации был обобщен на случай, когда затмения происходят на длинах волн линий и оболочка звезды WR непрозрачна для собственного излучения с этими длинами волн. Применение этого метода к системам V 444 Cyg и CV Ser позволило получить оценку размеров зон ионизации в протяженной атмосфере и изучить пространственную структуру селективно поглощающей протяженной атмосферы. Оказалось, что в основном интенсивность исследованных эмиссионных линий связана с областью протяженной атмосферы, в которой мала оптическая толща, определенная по электронному рассеянию. Поэтому рассеяние на свободных электронах не является главным фактором уширения исследованных эмиссионных линий в спектрах звезд WR. Главная причина уширения эмиссионных линий — эффект Доплера, связанный с высокоскоростным радиальным расширением протяженной атмосферы звезды Вольфа — Райе.

Дальнейшее исследование затмений на множестве длин волн в двойных системах с компонентами WR представляется весьма перспективным. Главная задача подобных исследований — фотометрия линий ионов с высокими потенциалами ионизации на крупных телескопах и выявление структуры стратификации — позволит оценить электронную температуру в протяженной атмосфере, что важно для понимания механизмов возбуждения эмиссионных линий и ускорения вещества в протяженной атмосфере звезд Вольфа — Райе.

В модели радиально истекающей протяженной атмосферы знание распределения электронной плотности $n_e(r) \sim \alpha(r)$ (для области спектра, где главный механизм поглощения — электронное рассеяние) позволяет определить распределение скоростей в протяженной атмосфере:

$$v(r) = \frac{\dot{\mathfrak{M}}}{4\pi r^2 \rho},$$

если известны $\dot{\mathfrak{M}}$ — темп потери вещества звездой WN 5 и ρ — плотность вещества. Величина ρ при преобладании гелия в атмосфере WR связана с n_e следующим образом: $\rho = 2m_p n_e$ для зоны He III и $\rho = 4m_p n_e$ для зоны He II (m_p — масса протона). Имеются многочисленные оценки $\dot{\mathfrak{M}}$ из спектроскопических данных, из которых получаются

значения порядка 10^{-4}—10^{-6} $\mathfrak{M}_\odot$ в год. Однако они сильно зависят от неуверенных модельных предположений. Поэтому в настоящее время можно считать достоверным только значение $\dot{\mathfrak{M}}$, полученное Х. Ф. Халиуллиным (1974) из динамических соображений на основе открытого им изменения орбитального периода V 444 Cyg ($\dot{P}$ = = 0,22 с в год) и равное $\dot{\mathfrak{M}}_{WN5} = -(1{,}1 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-5} \mathfrak{M}_\odot$ в год. В работе А. М. Черепащука и В. Г. Корнилова было подтверждено изменение периода V 444 Cyg и показано, что это изменение, по-видимому, действительно вызывается истечением вещества, а не эвентуальной тройственностью системы V 444 Cyg.

Распределение скоростей $v(r)$ в оболочке WN 5, полученное согласно найденным выше $n_e(r)$ и $\dot{\mathfrak{M}}_{WN}$, приведено на рис. 24. На поверхности ядра эта скорость v_0 составляет около 400 км/с, далее происходит ускорение вещества до скоростей 1000—1200 км/с и выход истечения на режим с квазипостоянной скоростью. Скорость вещества на поверхности ядра WN 5 превышает скорость звука в газе с температурой 90 000 К и плотностью $5 \cdot 10^{-11}$ г/см^3. Однако величина v_0 близка к скорости звука в том случае, если упругие свойства вещества контролируются давлением излучения.

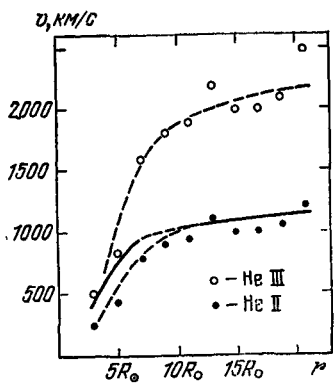


Рис. 24. Распределение скорости радиального истечения в протяженной атмосфере звезды WN 5. Сплошная линия — наиболее вероятная зависимость $v(r)$. Область $r \lesssim 8R_\odot$ соответствует зоне He III, область $\gtrsim 12R_\odot$ — зоне He II.

Для выяснения природы феномена WR представляется также очень важным определение электронной температуры в протяженной атмосфере. Высокая температура ($T_e \geqslant 10^5$ К) соответствует хромосферно-корональной модели WR, предложенной Томасом, относительно низкое значение T_e — небулярной модели атмосферы WR, предложенной Билсом. Электронную температуру определили А. М. Черепащук, Дж. Итон и Х. Ф. Халиуллин (1980) тремя независимыми способами:

по зависимости объемного коэффициента поглощения $\alpha(r)$ от λ, по изменению с частотой яркостной температуры T_b центральных частей диска звезды WN 5 и по распределению энергии в спектре оболочки. Все три способа определения T_e дают одинаковые результаты; электронная температура в протяженной атмосфере убывает с высотой, и для $r > 5R_\odot$ $T_e < 50\,000$ К. В среднем для оболочки ($5R_\odot < r < 15R_\odot$) электронная температура $T_e \sim 20\,000$ К, т. е. много ниже температуры излучения ядра.

Полученные результаты служат сильным подтверждением модели Билса, в которой истечение вещества в протяженной атмосфере контролируется давлением излучения, а механизм возбуждения эмиссионных линий — рекомбинационный (флуоресцентная переработка коротковолнового излучения горячего ядра). Эти результаты находятся также в хорошем согласии с современными моделями протяженных звездных атмосфер, рассчитанными без привлечения хромосферно-корональных эффектов. Следует подчеркнуть, что они получены непосредственно из анализа наблюдений без привлечения каких-либо спорных модельных предположений и не зависят от межзвездного поглощения, которое для V 444 Cyg в видимом диапазоне спектра составляет примерно 3^m.

§ 2. Физические характеристики дискообразных оболочек в рентгеновских двойных и новых звездах

В последнее время обнаружено большое число затменных двойных систем, содержащих компоненту с вращающейся дискообразной оболочкой. В таких системах спутник — «нормальная» звезда — заполняет свою полость Роша (или почти заполняет ее), через внутреннюю точку Лагранжа L_1 происходит истечение вещества преимущественно в виде струи, которая в окрестности пекулярной компоненты (белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры) образует вращающуюся дискообразную оболочку. Изучение характеристик этих оболочек путем анализа затмений представляет большой интерес для современной теории дисковой аккреции, а также для понимания механизма вспышек новых и новоподобных звезд и ряда особенностей рентгеновских двойных систем.

Рентгеновская двойная система HZ Her. Рентгеновский источник Her X-1 и связанная с ним оптическая звезда HZ Her (субгигант спектрального класса A7,

заполняющий свою полость Роша) образуют тесную двойную систему, проявляющую разнообразные и уникальные свойства переменности. Оптическая переменность этой системы была впервые интерпретирована как эффект отражения, точнее, прогрева оптической звезды мощным рентгеновским излучением нейтронной звезды в работе А. М. Черепащука и др. (1972). Наряду с периодом рентгеновского пульсара, примерно равным 1,24 с и связанным с осевым вращением нейтронной звезды, и орбитальным периодом около 1,7 суток, определящим рентгеновские затмения и сильную (с амплитудой около 2^m—3^m) оптическую переменность, в основном обусловленную эффектом отражения, в системе наблюдаются еще несколько квазипериодов. Мощное рентгеновское излучение с потоком, достигающим в максимуме $1{,}7 \cdot 10^{-9}$ эрг/см^2 с в диапазоне 2—10 кэВ, наблюдается примерно в течение 11 суток (это состояние принято называть «включено»), а затем падает до ненаблюдаемого уровня и остается таким в течение примерно 24 суток (состояние «выключено»). В середине состояния «выключено» некоторое время наблюдается рентгеновское излучение, составляющее около 30% от максимального. Этот квазипериод, равный в среднем 34,85 суток, меняется с амплитудой около 1,7 суток. В ряде работ отмечалось, что в прошлом в системе HZ Her наблюдались длительные интервалы времени, когда амплитуда оптической переменности неожиданно уменьшалась приблизительно до $0^m{,}3$, и звезда оставалась на уровне своего минимального блеска (около 15^m). Возможно, в эти периоды имеет место полное выключение рентгеновского источника. Такие выключения происходили в среднем раз в 5—15 лет.

Было проведено исследование оптического излучения аккреционного диска, окружающего рентгеновский пульсар и периодически затмевающегося оптической звездой. В. М. Лютый, Р. А. Сюняев и А. М. Черепащук (1974) показали, что полное оптическое затмение этого диска длится не более 2 ч, что почти в три раза меньше длительности рентгеновского затмения — остальное время наблюдаются частные затмения протяженного объекта (диска), локализованного вокруг нейтронной звезды.

Анализ всех фотоэлектрических наблюдений HZ Her, полученных в СССР и США, с целью определения физических характеристик аккреционного диска в этой уникальной системе провели Г. С. Бисноватый-Коган и др.

(1977). Использовался метод анализа кривых блеска затменных двойных систем, содержащих компоненту с протяженной атмосферой. Как сказано выше, этот метод был обобщен для случая дискообразных оболочек. В этом случае искомая функция $I(x, y)$ выражает распределение яркости по проекции диска на картинную плоскость. При определении этой функции в качестве поля изофот на диске было взято семейство подобных эллипсов со сжатием $k = \frac{b}{a}$, где a и b — большая и малая полуоси. Оптическая звезда аппроксимировалась двухосным эллипсоидом.

Найденные функции $I(a, \lambda)$ для разных частот (анализировались наблюдения в фотометрической системе $UBVR$), как и в случае сферической модели (см. выше), позволяют построить спектр непрерывного излучения в любой точке проекции аккреционного диска и получить

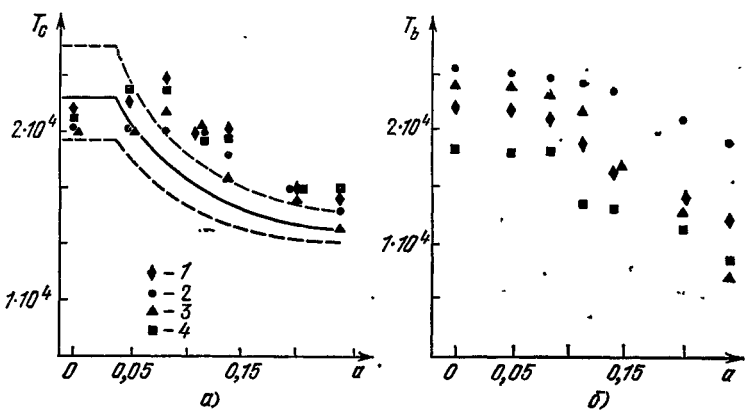


Рис. 25. Распределение температуры излучения по проекции аккреционного диска в системе HZ Her на картинную плоскость при различных значениях параметров i и k в момент J. D. 2441 560, ψ=0,75. *а*) цветовая температура, *б*) яркостная температура. *1*) i=81°, k=0,25; *2*) i=85°, k=0,13; *3*) i=77°, k=0,25; *4*) i=81°, k=0,60. Сплошная линия — теоретическая кривая распределения яркостной температуры по диску.

распределения цветовой $T_c(a)$ и яркостной $T_b(a)$ температур по диску, которые представлены на рис. 25. Задача решалась при разных значениях угла наклонения орбиты i и параметра сжатия эллипса k, которые допускаются совокупностью данных по HZ Her и точностью наблюдений. Оптимальные значения $i = 81° \pm 3°$, $k = 0{,}25$ получены из условия равенства T_c и T_b, поскольку аккрецион-

ный диск можно считать оптически непрозрачным, что подтверждается наличием вторичного минимума на кривой блеска в стадии «включено». Полученное значение $k = 0{,}25 \approx \cos i$ служит веским аргументом в пользу дискутируемой модели геометрически тонкого аккреционного диска.

Как видно из рис. 25, распределение цветовой температуры $T_c(a)$ слабо зависит как от i, так и от k, и меняется примерно в пределах от 20 000 К для области диска с $a < 1R_\odot$ до 12 000 К для $a \approx 2R_\odot$. Распределение яркостной температуры $T_b(a)$, хотя и имеет заметный разброс в пределах неопределенности параметров i и k, в основных чертах согласуется с распределением $T_c(a)$. Таким образом, температура убывает к периферии аккреционного диска, что согласуется с представлением о том, что диск излучает в оптическом диапазоне в основном за счет переработки рентгеновского излучения центральной аккрецирующей нейтронной звезды.

В области диска радиусом порядка 10^8 см, как следует из теории аккреции (Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев (1973), И. Д. Новиков, К. С. Торн (1972)), температура превышает $3 \cdot 10^5$ К, однако вклад этой области в общую оптическую светимость аккреционного диска относительно мал, и при существующем рассеянии точек на кривых блеска в оптическом диапазоне горячая центральная область не проявляется. Для ее обнаружения необходимы наблюдения в далекой ультрафиолетовой области спектра.

Были также получены данные об изменении с фазой 35-дневного цикла HZ Her для светимости $\underline{L}$, средней цветовой температуры $\overline{T}_c$ и среднего размера $\underline{a}$ аккреционного диска. Особо следует подчеркнуть обнаружение максимума в оптической светимости диска, приходящегося на фазу $\psi \approx 0^P{,}6$ в середине состояния «выключено», который, как выяснилось, коррелирует с появлением вторичного максимума рентгеновского излучения на уровне 30%. Полученные результаты хорошо согласуются с предсказаниями теории дисковой аккреции вещества на релятивистские объекты — теории, основные положения которой впервые разработал в ГАИШ Н. И. Шакура (1972).

Бывшая Новая DQ Her. Система DQ Her служит объектом пристального внимания уже более 40 лет. Это бывшая новая, вспыхнувшая в 1934 г. Ее оптическая светимость в настоящее время связана в основном с излучением дискообразной оболочки, локализованной вокруг белого

карлика. В 1954 г. Уокер открыл, что система является затменной двойной с периодом 4^h39^m. Согласно общепринятой модели новой (В. Г. Горбацкий (1974)), спутник в системе DQ Her заполняет свою полость Роша и теряет массу через внутреннюю точку Лагранжа L_1. Это приводит к образованию вокруг белого карлика дискообразной оболочки с горячим пятном в месте столкновения газовой струи с внешней границей оболочки. В спектре системы наблюдаются сильные эмиссионные линии, принадлежащие дискообразной оболочке и туманности — остатку вспышки новой. Линии, принадлежащие спутнику и белому карлику, незаметны, орбита системы близка к круговой. Наблюдается эффект вращения дискообразной оболочки со скоростью 350—680 км/с, обнаруживаемый по эмиссионной линии He II 4686 Å. На нерегулярные изменения блеска вне затмений накладываются строго периодические колебания с периодом около 71 с и амплитудой примерно $0^m,05$. Максимальная амплитуда этих колебаний приходится на фазы $0^P,2$—$0^P,4$, минимальная — на фазы $0^P,95$—$1^P,05$, когда спутник расположен впереди дискообразной оболочки с центральным белым карликом. Причина 71-секундных пульсаций оптического потока, по-видимому, связана с осевым вращением белого карлика и прогревом поверхности дискообразной оболочки излучением, идущим главным образом с одной или двух горячих областей («полюсов») на поверхности белого карлика.

До настоящего времени не существовало удачных попыток определения фотометрических элементов системы DQ Her. Это связано с тем, что стандартная модель двух шаровых звезд к данной системе неприменима. Кроме того, в этой системе необходимо учитывать эффект отражения, связанный с прогревом спутника коротковолновым излучением белого карлика, а также эффекты горячего пятна на дискообразной оболочке и влияние газовых потоков на излучение системы. Заметим, что в системе HZ Her, рассмотренной выше, эффект горячего пятна не учитывался, поскольку светимость пятна, определяемая кинетической энергией вещества газовой струи, много меньше оптической светимости аккреционного диска, определяемой рентгеновским излучением центральной нейтронной звезды (порядка 10^{37} эрг/с).

В 1980 г. Е. С. Дмитриенко и А. М. Черепащук определили элементы системы DQ Her, изучили структуру

дискообразной оболочки и ее изменения путем анализа кривых блеска, полученных с фильтрами *UBV* Уокером в 1954—1956 гг. и Нельсоном и Ольсоном в 1975 г. Для этого был использован метод интерпретации кривых блеска затменных систем с дискообразными оболочками, описанный выше и обобщенный на случай, когда оптическая светимость горячего пятна сравнима со светимостью оболочки. Ниже приводятся основные результаты, полученные в этой работе.

На рис. 26 приведена схематическая модель системы, согласно которой интерпретировались наблюдения. Оптическая светимость DQ Her обусловлена в основном четырьмя компонентами:

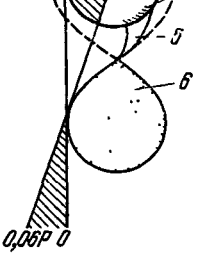


Рис. 26. Схематическая модель системы DQ Her. *1* — белый карлик, *2* — дискообразная оболочка, *3* — полость Роша белого карлика, *4* — горячее пятно, *5* — газовая струя, *6* — спутник, заполняющий полость Роша. Заштрихованная область 0 — 0,06 *P* соответствует выходу из затмения невозмущенной части дискообразной оболочки.

1. Невозмущенной дискообразной оболочкой с центральным белым карликом. Проекция этой оболочки есть квазиэллиптическая фигура, сжатие которой не зависит от угла относительного поворота θ.

2. Горячим пятном на внешней границе дискообразной оболочки, светимость которого для наблюдателя зависит от θ, подобно тому как это имеет место в системах типа U Gem.

3. Спутником — эллиптической звездой, заполняющей свою полость Роша и прогреваемой ультрафиолетовым излучением белого карлика. Эффект отражения частично компенсируется изменением светимости горячего пятна с углом θ, поэтому из квазипостоянства блеска системы вне затмений еще не следует, что эффект отражения здесь настолько мал, что им можно пренебречь.

4. Туманностью — остатком вспышки новой, которая дает добавку к суммарной светимости, не зависящую от θ. Эта добавка значительна для наблюдений 1954—1956 гг. и весьма мала для наблюдений 1975 г. Кривые блеска DQ Her решались в предположении о наличии третьего незатменного света L_3.

На рис. 27 приведены наблюдения DQ Her, выполненные Уокером с фильтром V в течение четырех ночей в 1956 г. Видно, что для фаз $\psi > 0^{P},06$ ($\theta > 22°$) на кривой блеска наблюдается большой разброс точек, по-видимому, связанный с выходом из затмения горячего пятна и нестационарной области на дискообразной оболочке и в пространстве между компонентами. Поэтому для определения структуры диска были использованы лишь точки кривой блеска, лежащие в интервале $0° \leqslant \theta \leqslant 22°$. Специальные модельные расчеты показали, что представление о дискообразной оболочке с возрастающей к краю яркостью не соответствует кривой блеска в широком диапазоне изменения параметров задачи, т. е. модель оболочки в виде кольца не согласуется с наблюдениями. Поэтому поиск распределения яркости по аккреционному диску проводился в предположении, что диск является плоским кругом, а поле изофот на его проекции — семейством подобных эллипсов со сжатием $k = \cos i$ и с монотонным падением яркости к периферии.

Наклонение орбиты i определялось, как и в случае HZ Her, из условия равенства цветовой и яркостной температур на проекции дискообразной оболочки. Для нахождения яркостной температуры привлекалась информация о расстоянии до системы $d = 300$ пс, которое надежно определили А. А. Боярчук и Э. Р. Мустель (1970) по скорости расширения туманности — остатка вспышки новой. Определение цветовой температуры проводилось с использованием показателя цвета $B - V$. Показатель $U - B$ не использовался, поскольку при фильтре U велико влияние рекомбинационного излучения за бальмеровским скачком. Совместный анализ имеющихся фотометрических и спектроскопических данных позволил, параллельно с поиском распределения яркости по аккреционному диску вокруг белого карлика, найти также геометрические элементы системы DQ Her и оценить массы белого карлика (wd) и его спутника: $i = 80° \pm 3°$, $\mathfrak{M}_{wd} = (0{,}65 \pm 0{,}35)\mathfrak{M}_{\odot}$, $\mathfrak{M}_2 = (0{,}50 \pm 0{,}15)\mathfrak{M}_{\odot}$, $r_2 = (0{,}60 \pm 0{,}04)R_{\odot}$.

Поверхностная яркость и соответственно яркостная температура T_b проекции дискообразной оболочки, определенные по наблюдениям 1954 и 1975 гг., растут во всех цветах UBV к центру диска до радиусов около 0,15 $R_{\odot}$ ($\approx 25\%$ от полного радиуса оболочки). В более центральных областях яркость диска определяется с большими погрешностями, и для выявления структуры центральных

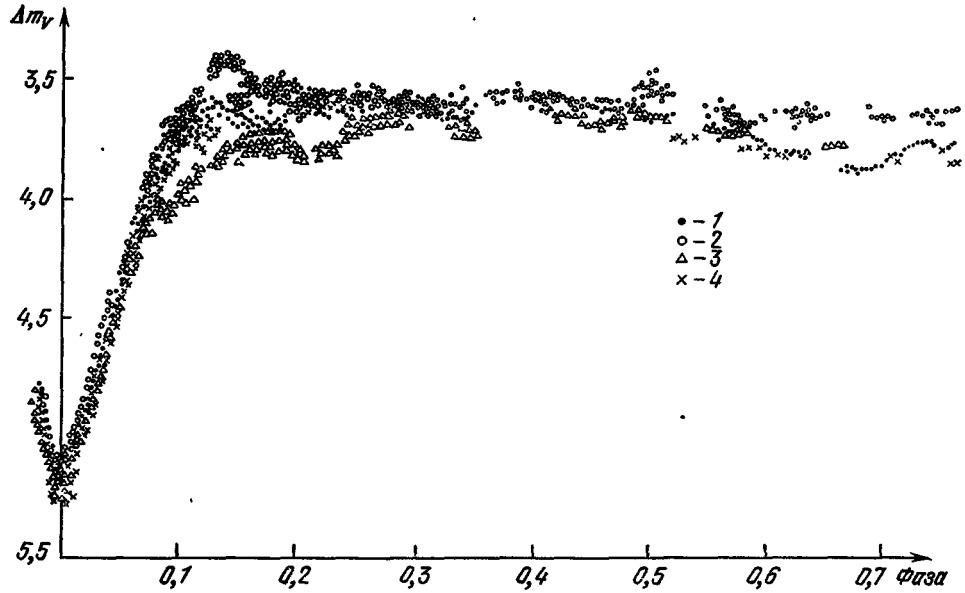


Рис. 27. Кривая блеска DQ Her, полученная Уокером в 1956 г. *1* — 5 июля, *2* — 6 июля, *3* — 10 августа, *4* — 12 августа. В фазах 0,2—0,55 для 5 июля и 10 августа заметен эффект отражения. Фазы 0—0,06 соответствуют выходу из затмения невозмущенной части дискообразной оболочки.

частей необходимо получить наблюдения в далекой ультрафиолетовой области спектра. Цветовая температура T_c также растет к центру, причем $T_c \approx T_b \approx 6000-9000$ К. Эти результаты согласуются с представлением о том, что главная причина свечения дискообразной оболочки в системе DQ Her — ее прогрев коротковолновым излучением центрального белого карлика.

Предполагая излучение в каждой точке дискообразной оболочки планковским и пренебрегая его угловой зависимостью, находим болометрическую светимость дискообразной оболочки: $L_b \approx (1-2)L_\odot$. Если оболочка перехватывает 1—10% от мощности излучения белого карлика, болометрическая светимость центрального белого карлика составляет около (20—200) $L_\odot$. Такая светимость на порядок превосходит светимость наиболее горячих из известных белых карликов. Предполагая, что эта мощность высвечивается со всей поверхности белого карлика, и считая его радиус (по зависимости «масса — радиус») порядка 10^9 см, получим оценку его эффективной температуры: $T_{эфф} \approx (1{,}0-1{,}7) \cdot 10^5$ К. Если же коротковолновое излучение формируется не на всей поверхности белого карлика, а лишь на его «полюсах» или в экваториальной зоне, то соответствующая эффективная температура превышает $2 \cdot 10^5$ К. Характеристики излучения белого карлика в системе DQ Her близки к характеристикам излучения самых горячих ядер планетарных туманностей.

Столь высокие светимость и температура белого карлика могут обусловливаться тем, что его внешние слои имеют аномальное строение, вызванное недавней вспышкой новой. По современным представлениям такая вспышка связана с тепловой неустойчивостью во внешних слоях белого карлика, обогащенных водородом за счет аккреции. С другой стороны, аномально высокие светимость и температура белого карлика могут быть связаны с тем, что на его поверхность выпадает вещество из дискообразной оболочки. В этом случае, как следует из теории, в оболочке имеется развитая турбулентность, которая увеличивает вязкость вещества и обеспечивает эффективный унос его углового момента. Отметим также следующее. Несмотря на то что глубины затмений с 1954 по 1975 гг. возросли примерно на 1^m, а общий блеск DQ Her упал на 35%, характеристики дискообразной оболочки за это время изменились только на 20 и 10% соответственно. Падение блеска всей системы и увеличение

глубины затмений объясняются главным образом ослаблением туманности — остатка вспышки новой 1934 г.

Система Cyg X-1. Яркий источник рентгеновского излучения Cyg X-1, положение на небе которого совпадает с переменной звездой HDE 226 868 — сверхгигантом B0Iab, является в настоящее время одним из самых вероятных кандидатов в черные дыры. Cyg X-1 представляет собой двойную систему с орбитальным периодом $5^d,6$, состоящую из сверхгиганта B0Iab и оптически невидимого релятивистского объекта. В. М. Лютый, Р. А. Сюняев и А. М. Черепащук (1973) показали, что оптическая переменность системы вызывается приливным искажением (эллипсоидальностью) формы сверхгиганта в гравитационном поле невидимого спутника, а источником рентгеновского излучения является аккреция на релятивистский объект вещества, истекающего из сверхгиганта. В рамках грубой модели трехосного эллипсоида и в предположении о заполнении оптической звездой своей полости Роша, наклонение орбиты системы Cyg X-1 было найдено меньшим 33° и была дана оценка массы невидимой компоненты $\mathfrak{M}_x > 5{,}6\mathfrak{M}_\odot$. При такой массе рентгеновский источник не может быть нейтронной звездой или белым карликом; поэтому Cyg X-1 и возглавляет в настоящее время список кандидатов в черные дыры.

В последующих работах характеристики системы Cyg X-1 определялись в рамках модели Роша. Н. Г. Бочкарев, Е. А. Карицкая и Н. И. Шакура (1975) из сопоставления теоретически вычисленных и наблюдаемых амплитуд кривых блеска этой двойной системы нашли, что масса рентгеновского источника в Cyg X-1 заключена в пределах $7\mathfrak{M}_\odot \leqslant \mathfrak{M}_x \leqslant 15\mathfrak{M}_\odot$ и, таким образом, усилили предположение о существовании черной дыры в системе.

Недавно Н. И. Балог, А. В. Гончарский и А. М. Черепащук (1981) на основе детального анализа в рамках модели Роша кривых блеска Cyg X-1 с фильтрами *UBV*, построенных Х. Ф. Халиуллиным и объединяющих свыше 700 опубликованных фотоэлектрических наблюдений этой системы, получили сходные результаты: $7{,}4\mathfrak{M}_\odot < \mathfrak{M}_x < 17{,}5\mathfrak{M}_\odot$. Отметим, что в отличие от работы Н. Г. Бочкарева и др. (1975) в последней работе, кроме эллипсоидальности, учтены эффекты прогрева оптической звезды рентгеновским излучением компактного объекта. На рис. 28 приведены наблюдаемая кривая блеска Cyg X-1 с фильтром *V* и теоретическая кривая, вычисленная при

оптимальных значениях параметров двойной системы. Видно, что теоретическая кривая удовлетворительно описывает наблюдения, кроме фаз, примерно равных $0^P,5$, вблизи вторичного минимума, где наблюдаемые точки лежат систематически ниже вычисленной кривой. Такой же эффект имеет место и при фильтрах *B* и *U*. Его можно объяснить на основе предположения, что в фазе около

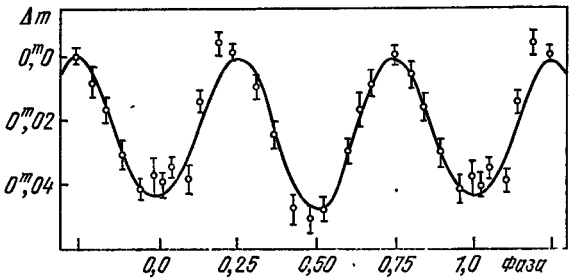


Рис. 28. Наблюденная (значки) и теоретическая (сплошная линия) кривые блеска системы Cyg *X*-1 в фильтре *V*.

$0^P,5$ происходит слабое затмение оптической звезды аккреционным диском, локализованным вокруг рентгеновского источника. В той же работе показано, что удовлетворительно описать имеющиеся спутниковые ультрафиолетовые наблюдения Cyg X-1 в рамках модели Роша с учетом эффекта отражения не представляется возможным. Если дальнейшие наблюдения подтвердят большую амплитуду ультрафиолетовых кривых блеска (~ 15%) и большое различие глубин минимумов, то для описания системы Cyg X-1 в этой области спектра потребуется иная, более сложная модель.

ЛИТЕРАТУРА

Балог Н. И., Гончарский А. В., Черепащук А. М., 1981,— АЖ, т. 58, № 1.

Бисноватый-Коган Г. С., Гончарский А. В., Комберг Б. В., Черепащук А. М., Ягола А. Г., 1977 — АЖ, т. 54, с. 241.

Бочкарев Н. Г., Карицкая Е. А., Шакура Н. И., 1975 — Письма АЖ, т. 1, вып. 6.

Боярчук А. А., Мустель Э. Р., 1970 — Ap. Sp. Sci., v. 6, p.1

Гончарский А. В., Черепащук А. М., Ягола А. Г., 1978 — Численные методы решения обратных задач астрофизики.— М.: Наука.

Горбацкий В. Г. 1974 — Новоподобные и новые звезды,— М.: Наука.

Дмитриенко Е. С., Черепащук А. М., 1980 — АЖ, т. 57, с. 749.
Корнилов В. Г., Черепащук А. М., 1979 — Письма АЖ, т. 5, № 8.
Лютый В. М., Сюняев Р. А., Черепащук А. М., 1974 — АЖ, т. 51, с. 1150.
Лютый В. М., Сюняев Р. А., Черепащук А. М., 1973 — АЖ, т. 50, с. 3.
Масевич А. Г., Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р., 1976 — Ap. Sp. Sci., v. 40, p. 115.
Новиков, Торн, 1972 — *Novikov I. D., Thorne K. S.*— In: Black Holes/Eds C. De Witt a. D. De Witt.— New York: Gordon a. Breach Sci. Publ.
Рублев С. В., Черепащук А. М., 1974 — В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция/Под ред. А. А. Боярчука, Ю. Н. Ефремова.— М.: Наука.
Снежко Л. И., 1967 — ПЗ, т. 16, с. 253.
Соболев В. В., 1947 — Движущиеся оболочки звезд — Л.: Изд-во ЛГУ,
Тихонов А. Н., Арсенин В. Я., 1974 — Методы решения некорректных задач.— М.: Наука.
Халиуллин Х. Ф., 1972 — АЖ, т. 49, с. 777.
Халиуллин Х. Ф., 1974 — АЖ, т. 51, с. 395.
Халиуллин Х. Ф., Черепащук А. М., 1976 — АЖ, т. 53, с. 327.
Черепащук А. М., 1971 — В кн.: Затменные переменные звезды/Под ред. В. П. Цесевича.— М.: Наука.
Черепащук А. М., Халиуллин Х. Ф., 1975 — АЖ, т. 52, с. 1214.
Черепащук А. М., Итон Дж. А., Халиуллин Х. Ф., 1981 — Ap. J. (in press).
Черепащук А. М., Ефремов Ю. Н., Курочкин Н. Е., Шакура Н. И., Сюняев Р. А., 1972 — Inform. Bull. Var. Stars, No. 720.
Шакура Н. И., 1972 — АЖ, т. 49, с. 921.
Шакура Н. И., Сюняев Р. А., 1973 — Astr. Ap., v. 24, p. 337.

Очерк 3

ЗВЕЗДЫ В ПОЗДНИХ СТАДИЯХ ЭВОЛЮЦИИ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

В. М. ЛИПУНОВ

К началу 40-х годов выяснилось, что на поздних стадиях эволюции нормальные звезды должны превращаться в компактные сверхплотные объекты — белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. Два последних типа характеризуются особенно мощными гравитационными полями. Гравитационная энергия, заключенная в них и примерно равная $\frac{G\mathfrak{M}^2}{R}$, сравнима с их полной энергией $\mathfrak{M}c^2$ (G — постоянная тяготения, $\mathfrak{M}$ и R — масса и радиус объекта). У черных дыр почти все энергия сосредоточена в гравитационном поле, а у нейтронных звезд энергия

гравитационного поля составляет 10—20% от полной энергии.

Белые карлики давно уже наблюдаются астрономами, но обнаружение нейтронных звезд и черных дыр оказалось гораздо более сложным делом. Более того, в течение 20—30 лет после их предсказания вопрос об экспериментальном обнаружении вообще не ставился. Причина этого кроется в малых размерах компактных звезд. Из приблизительного равенства гравитационной и полной энергии сразу следует, что размер черной дыры равен $R \approx \frac{G\mathfrak{M}}{c^2} \approx \approx \frac{3\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}$ км, а радиус нейтронной звезды $R \approx (5-10)\frac{G\mathfrak{M}}{c^2} \approx \approx 15$—30 км. Следовательно, площадь поверхности компактной звезды в десятки миллиардов раз меньше площади поверхности нормальной звезды типа Солнца. Поскольку светимость объекта $L \propto R^2T^4$ (T — температура поверхности), то при одинаковых с Солнцем температурах компактная звезда будет излучать в 10^{10} раз слабее. Более того, для черных дыр общая теория относительности Эйнштейна предсказывает полную невозможность выхода какого-либо излучения из их «недр».

Ситуация резко изменилась в начале 60-х годов, когда были открыты первые рентгеновские источники и мощные внегалактические объекты. В 1964 г. Я. Б. Зельдович и Е. Е. Солпитер независимо показали, что релятивистские звезды должны быть мощными источниками энергии вследствие аккреции на них окружающего газа. Светимость аккрецирующей звезды можно найти следующим простым способом. Представим, что окружающий звезду газ свободно падает на ее поверхность, разогревается при ударе, а затем излучает всю кинетическую энергию, приобретенную в процессе падения. Вблизи поверхности кинетическая энергия 1 г газа будет равна $\frac{v^2}{2} = \frac{G\mathfrak{M}}{R}$, и если в единицу времени падает $\dot{\mathfrak{M}}$ г, то полная светимость, очевидно, будет равна

$$L = \dot{\mathfrak{M}}\frac{G\mathfrak{M}}{R} \equiv \eta\dot{\mathfrak{M}}c^2,$$

где $\dot{\mathfrak{M}}$ — скорость, или темп аккреции, η — эффективность энерговыделения в результате аккреции. Последнее соотношение показывает, что в процессе аккреции на релятивистскую звезду может выделяться 10—20% полной

энергии газа. Эффективность аккреции оказывается в десятки и сотни раз выше эффективности термоядерных реакций, поскольку в последних выделяется менее 1% полной энергии.

Светимость аккрецирующей звезды пропорциональна темпу аккреции $\dot{\mathfrak{M}}$, и, следовательно, наиболее мощные источники должны находиться там, где есть много газа. В этом отношении вне конкуренции оказываются тесные двойные системы, в которых необходимое для высокой светимости количество вещества поставляется нормальной звездой — спутником. На это впервые обратили внимание Хаякава и Матсуока в 1964 г., а также И. Д. Новиков и Я. Б. Зельдович в 1966 г. и конкретно применил к источнику Sco X-1 И. С. Шкловский в 1967 г. Известно, что нормальные звезды могут интенсивно терять вещество (вплоть до $10^{-5}\mathfrak{M}_\odot$ в год). Аккреция даже малой части этого потока на нейтронную звезду или черную дыру приведет к появлению источника излучения, который в десятки тысяч раз мощнее солнечного. Естественно, что столь высокое значение светимости у компактной звезды может возникать только за счет достижения огромной температуры. Поэтому почти всю энергию такой объект должен излучать в жестком рентгеновском диапазоне (10—100 кэВ).

Поскольку нейтронные звезды могут обладать мощными магнитными полями, то от них, как впервые отметили П. Р. Амнуэль и О. Х. Гусейнов в 1968 г., следовало бы ожидать строго периодического импульсного излучения. В 1971 г. В. Ф. Шварцман в ГАИШ показал, что явление рентгеновского пульсара должно возникать в результате эволюции нейтронной звезды в тесной двойной системе. В отличие от нейтронной звезды, которая имеет вполне определенную твердую поверхность, у черной дыры таковая отсутствует. Поэтому при аккреции на черную дыру особенно важна нерадиальность движения вещества, которая в двойной системе должна приводить к образованию аккреционного диска. В 1972 г. в ГАИШ Н. И. Шакура показал, что в режиме дисковой аккреции черная дыра должна проявлять себя как источник жесткого рентгеновского излучения.

Последовавшие после этого рентгеновские наблюдения полностью подтвердили основные теоретические идеи, изложенные выше. На различных космических аппаратах и в первую очередь на специализированном рентгеновском

спутнике «Ухуру» были открыты сотни галактических рентгеновских источников. Анализ наблюдений показал, что значительная часть их — аккрецирующие компактные звезды, большинство которых входит в состав тесных двойных систем. В некоторых случаях удалось надежно отождествить рентгеновский источник с определенным типом компактной звезды. Однако бóльшая часть рентгеновских источников отождествляется все еще ненадежно. Ниже мы попытаемся описать современные модели разных типов галактических рентгеновских источников.

§ 1. Режим аккреции на компактную звезду в тесной двойной системе

Режим и темп аккреции вблизи компактной звезды в первую очередь зависит от условий на «бесконечности». В тесной двойной системе таковыми являются условия на соседней компоненте пары. Как известно, нормальная звезда может терять свое вещество либо в виде струи газа, текущего через внутреннюю точку Лагранжа, либо в виде квазиизотропного потока звездного ветра. В обоих случаях перетекающее вещество обладает моментом вращения относительно компактной звезды. Действительно, в системе координат, связанной с компактной звездой, нормальная звезда, а следовательно, и истекающее из нее вещество, вращается с периодом двойной системы T. Если нормальная звезда заполняет полость Роша, то угловой момент 1 г вещества в струе приблизительно равен $vr \approx \approx \Omega a^2$, где $\Omega = \frac{2\pi}{T}$ — частота вращения двойной системы, a — большая полуось, v и r — скорость движения газа и расстояние до компактной звезды. Вследствие закона сохранения момента вращения по мере приближения к компактной звезде центробежное ускорение будет возрастать по закону $\frac{v^2}{r} \propto r^{-3}$, т. е. быстрее, чем ускорение свободного падения. Поэтому газ не может прямо упасть на компактную звезду, а выходит на некоторую орбиту вокруг нее. Следующие порции вещества, истекающего с нормальной компоненты, имеют в среднем те же начальные условия и, следовательно, выходят на ту же орбиту. Образуется кольцо газа растущей плотности. Из-за взаимных столкновений отдельных частиц или элементов объема (если имеет место развитая турбулентность) происхо-

дит перераспределение вращательного момента. Кольцо расплывается в тонкий аккреционный диск. Затем аккреция выходит на стационарный режим, при котором поток вещества в диске оказывается постоянным. Элемент газа в диске движется по сильно закрученной спирали к компактной звезде (рис. 29, *а*). При этом часть гравитационной

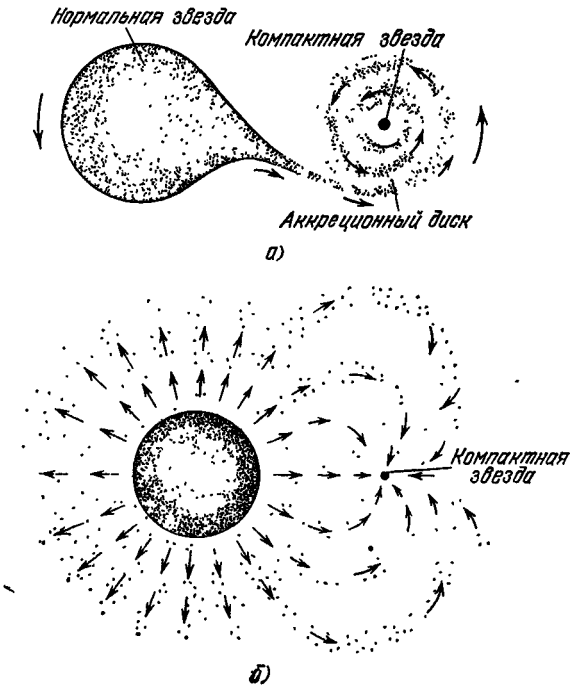


Рис. 29. Два режима аккреции на компактную звезду в тесной двойной системе. Дисковый режим аккреции (*а*) реализуется, когда нормальная звезда заполняет свою полость Роша. Если нормальная звезда теряет свое вещество в форме звездного ветра, то возможен режим сферически симметричной аккреции (*б*).

энергии превращается в кинетическую энергию элемента газа, а остальная диссипирует в тепло и излучается. Теория стационарной дисковой аккреции была разработана Н. И. Шакурой и Р. А. Сюняевым в 1972—1973 гг. (Сюняев, Шакура (1974)). Если оптическая компонента теряет вещество в форме звездного ветра, то вопрос о режиме аккреции вблизи компактной звезды оказывается более сложным. В такой ситуации вся картина сильно за-

висит от плохо известного параметра — скорости звездного ветра $v_в$. Возможное значение величины $v_в$ колеблется от десятков до тысяч километров в секунду. Как показали А. Ф. Илларионов и Р. А. Сюняев (1975), вращательный момент перетекающего вещества в случае звездного ветра приблизительно равен $\frac{1}{4}\Omega r_з^2$ $\left(r_з = \frac{2G\mathfrak{M}}{v_в^2}\right.$ — так называемый радиус захвата) и может быть значительно меньше, чем при истечении через внутреннюю точку Лагранжа. При большой скорости ветра вещество, перехваченное компактной звездой, может не образовывать диск, но двигаться практически радиально вблизи компактной звезды. Такой режим аккреции называется сферически-симметричным (рис. 29, *б*). Естественно, что в реальных двойных системах может осуществляться и промежуточный случай нерадиальной аккреции. Если компактная звезда обладает мощным магнитным полем, то описанный выше характер

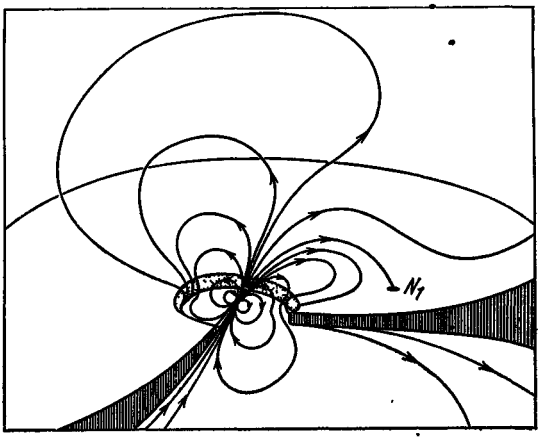


Рис. 30. Структура магнитного поля рентгеновского пульсара в режиме дисковой аккреции. Силовые линии магнитного поля, выходящие из полюсов нейтронной звезды, замыкаются на диске в двух точках N_1 и N_2 (точка N_2 находится под диском). В этих точках напряженность магнитного поля обращается в нуль.

движения вещества может резко измениться на значительных расстояниях от нее. Такое расстояние называется *альвеновским радиусом*. На расстояниях порядка альвеновского радиуса давление магнитного поля компактной звезды становится сравнимым с газо-динамическим напором аккрецирующей плазмы (рис. 30).

В последние годы выяснилось, что существует распространенный класс тесных двойных систем, в которых величина альвеновского радиуса превосходит даже размеры самой системы (И. Г. Митрофанов и др. (1977)). Это системы типа AM Her, содержащие белый карлик с мощным магнитным полем (напряженность магнитного поля на поверхности порядка 10^7—10^8 Гс). Очевидно, что в таких системах диски не образуются, а аккреционные потоки между звездами должны быть сильно раздробленными и нестационарными.

§ 2. Рентгеновские пульсары

Наблюдательные данные. К настоящему времени различные космические аппараты позволили обнаружить 18 рентгеновских пульсаров. Период самого «быстрого» пульсара SMC X-1 равен $P = 0{,}71$ с, а у долгопериодических он достигает тысяч секунд (см. табл. 1). Рентгеновские светимости большинства пульсаров лежат в диапазоне $10^{36} - 10^{38}$ эрг/с. Доказано, что большинство рентгеновских пульсаров представляет собой двойные звезды. Двойные рентгеновские системы делятся на два класса (табл. 2). Системы первого типа (яркий представитель Cen X-3) представляют собой комбинацию проэволюционировавшего объекта (компактной звезды) и горячего массивного сверхгиганта. Ко второму типу систем относятся системы типа Her X-1. Это системы, в которых оптической компонентой является старая, маломассивная звезда галактического диска или гало.

Рентгеновские пульсары — это наиболее яркие рентгеновские источники Галактики, и полное число их в галактике, вероятно, не превосходит и сотни.

Спектр рентгеновских пульсаров представляет собой тепловое излучение оптически тонкой плазмы с температурой 20—30 кэВ ($(2-3)\cdot 10^8$ К). Периоды следования импульсов от рентгеновских пульсаров укорачиваются. В качестве количественной характеристики изменения периода пульсара обычно используют время ускорения $\tau \equiv P\left/\frac{dP}{dt}\right.$, которое колеблется от 50 до 10^6 лет. Благодаря тому, что пульсары входят в тесные двойные системы, в некоторых случаях удалось получить оценки масс компактных звезд. Так, например, показано, что масса ком

пактной звезды Cen X-3 лежит в пределах от 0,7 $\mathfrak{M}_\odot$ до 4,3 $\mathfrak{M}_\odot$, у пульсара Her X-1 масса меньше 2,3 $\mathfrak{M}_\odot$, а пульсар Vela X-1 имеет массу от 1,2$\mathfrak{M}_\odot$ до 2,4$\mathfrak{M}_\odot$ (Папагианис (1977)).

Теория рентгеновских пульсаров. К настоящему времени рентгеновские пульсары являются наиболее надежно отождествленными рентгеновскими источниками. Обширное множество наблюдательных данных свидетельствует в пользу того, что рентгеновские пульсары — это аккрецирующие нейтронные звезды, обладающие мощными магнитными полями (напряженность магнитного поля

Таблица 2. **Некоторые характеристики рентгеновских пульсаров**

Название	Период пульсара, с	Период двойной системы, дни	Характерное время ускорения, годы	Светимость пульсара, эрг/с	Нормальная компонента
SMC X-1	0,71	3,9	$2\cdot10^3$	$5\cdot10^{38}$	B0 I
Her X-1	1,24	1,7	$3\cdot10^5$	10^{37}	Her HZ
4U 0115+63	3,6	24,3	$3\cdot10^4$	$3\cdot10^{37}$	B
Cen X-3	4,8	2,1	$4\cdot10^3$	$4\cdot10^{37}$	O6,5 II-III
4U 1626—67	7,7	?	$5\cdot10^3$	?	?
OAO 1653—40	38	?	?	?	?
A 0535+26	104	20	30	$4\cdot10^{37}$	O9,7 IIe
GX I+4	130	?	50	$3\cdot10^{37}$	?
A 1239—59	191?	?	?	?	?
GX 304—1	272	?	?	$2\cdot10^{36}$	B0—B5
Vela X-1	283	9	10^4	10^{36}	HD77581
4U 1145—61	297	?	?	10^{36}	HEN 715
A 1118—61	405	?	?		Мирида
A 1540—53	529	3,7	10^3	$4\cdot10^{36}$	B0 I
GX 301—2	699	23	125	$3\cdot10^{36}$	WRA 977
X Per	836	581?	$6\cdot10^3$	10^{34}	O9,5
GX 17+2	1914?	?	?	$5\cdot10^{36}$	?
4U 1700—37	5808?	3,4	?	$6\cdot10^{36}$	?

у поверхности порядка 10^{12} Гс). Единственной альтернативой аккреции как механизма энерговыделения могла бы быть диссипация вращательной энергии нейтронной звезды (как это имеет место у радиопульсаров — одиночных нейтронных звезд). Однако тогда пульсары замедлялись бы, но на самом деле наблюдается ускорение скорости их вращения. Ускорение вращения рентгеновских пульсаров легко объясняется в рамках модели аккреции. Как отмечалось выше, аккрецирующее вещество в тесной двой-

ной системе обладает вращательным моментом относительно компактной звезды. Поэтому, прежде чем упасть на поверхность нейтронной звезды, вещество обязано отдать свой угловой момент нейтронной звезде и, следовательно, ускорить ее вращение. Простые оценки показывают, что характерное время ускорения согласуется с инерционными свойствами именно нейтронной звезды, а не белого карлика. Кроме того, белый карлик, имея значительно бóльшие размеры, попросту не смог бы вращаться с периодом 0,7с — центробежные силы разорвали бы его.

Общая схема строения нейтронной звезды выглядит следующим образом. Радиусы нейтронных звезд могут иметь значения в зависимости от их масс от 10 до 100 км. Поверхность нейтронной звезды представляет собой твердую кору с плотностью, растущей вглубь от 10^6 до 10^{14} г/см^3. При достижении плотности 10^{14} г/см^3 кристаллическая структура нарушается и вещество нейтронной звезды в более глубоких слоях представляет собой нейтронную жидкость (возможно, сверхтекучую) с примесью электронов, протонов и мюонов. Хуже известно строение самих центральных областей, где плотность вещества становится сравнимой с ядерной плотностью, равной 10^{16} г/см^3. При таких плотностях поведение вещества зависит от строения элементарных частиц, которое пока неизвестно. Масса нейтронной звезды не может превосходить некоторого максимального значения $\mathfrak{M}_{ов}$ (предел Оппенгеймера — Волкова). Звезда с большей массой неизбежно коллапсирует в черную дыру. Предел Оппенгеймера — Волкова также зависит от предположения о структуре элементарных частиц (различные существующие теории дают различные пределы в диапазоне $0{,}7\mathfrak{M}_\odot \leqslant \mathfrak{M}_{ов} \leqslant 8\mathfrak{M}_\odot$). Наиболее вероятное значение предела Оппенгеймера — Волкова близко к $3\mathfrak{M}_\odot$.

Картина аккреции вещества на рентгеновский пульсар выглядит следующим образом. Плазма, истекающая с нормальной звезды, захватывается гравитационным полем нейтронной звезды. В зависимости от величины вращательного момента либо образуется аккреционный диск, либо вещество падает на нейтронную звезду приблизительно сферически-симметрично. По мере приближения к нейтронной звезде резко возрастает давление ее магнитного поля $p_м = \frac{B^2}{8\pi} \propto r^{-6}$, и на расстояниях порядка

1000 км магнитные силы начинают превосходить гравитационные (таким образом, величина альвеновского радиуса в системах с рентгеновским пульсаром значительно меньше размеров самой системы). Важным свойством аккрецирующей плазмы является ее высокая проводимость. Характерные времена проникновения магнитных полей внутрь плазмы намного больше времени падения плазмы на нейтронную звезду. Таким образом, аккрецирующая плазма оказывается диамагнитной, т. е. не пропускает в себя внешних магнитных полей. Вследствие этого аккрецирующее вещество сжимает силовые линии магнитного поля нейтронной звезды вплоть до альвеновского радиуса.

В сферически симметричном случае аккрецирующая плазма сжимает магнитное поле со всех сторон и образуется замкнутая поверхность (магнитосфера), на границе которой давление плазмы уравновешено магнитным давлением (Аронс и Ли (1976)). Проникновение плазмы внутрь магнитосферы происходит вследствие рэлей-тэйлоровской неустойчивости. Такая неустойчивость имеет место, когда в поле тяготения «тяжелая» (более плотная) жидкость лежит над «легкой». В рентгеновском пульсаре роль тяжелой жидкости выполняет аккрецирующая плазма, легкой — магнитное поле. Плазма небольшими сгустками (размером 10—100 км) просачивается между силовыми линиями внутрь магнитосферы, дробится и «вмораживается» в силовые линии магнитного поля.

В случае дисковой аккреции (В. М. Липунов (1978)) замкнутая магнитосфера не возникает. Тонкий диамагнитный диск «пережимает» силовые линии магнитного поля внутри замкнутого кольца. На внутреннем краю диска резко возрастает напряженность магнитного поля. Это приводит к тому, что внутренняя граница раздела «плазма — поле» становится неустойчивой. Силовые линии стремятся выпрямиться, что возможно только в том случае, если плазма и поле поменяются местами. В результате этой перестановочной неустойчивости, а также других гидромагнитных неустойчивостей, плазма проникнет внутрь магнитосферы, где происходит вмораживание плазмы в магнитное поле. Поскольку плазма в диске вращается по кеплеровским орбитам, магнитное поле внутри магнитосферы начинает тормозить ее круговое движение. При этом вращательный момент вещества передается через магнитное поле нейтронной звезде, и она ускоряет свое вращение. Именно по этой причине периоды всех

рентгеновских пульсаров уменьшаются. Поскольку изменение периода следования импульсов пульсара зависит также от инерционных свойств нейтронной звезды, то, зная, каким образом аккрецирующее вещество движется внутри магнитосферы, можно определять параметры нейтронной звезды. В отличие от сферически-симметричной аккреции взаимодействие аккреционного диска с магнитным полем нейтронной звезды приводит к возникновению ее прецессии и прецессии вещества диска.

Более общий случай аккреции — нерадиальную аккрецию — рассмотрел недавно в ГАИШ В. М. Липунов (1980). Было показано, что магнитосферы долгопериодических пульсаров ($P > 100$ с) замкнуты, а быстро вращающиеся рентгеновские пульсары могут обладать открытыми магнитосферами и, наряду с рентгеновским, могут давать магнитовращательное излучение, как и одиночные нейтронные звезды.

Последний участок движения вещества к поверхности нейтронной звезды слабо зависит от режима аккреции вблизи границы магнитосферы. После вмораживания плазма стекает по силовым линиям на магнитные полюса нейтронной звезды. Вблизи полюсов нейтронной звезды кинетическая энергия падающего газа в ударной волне превращается в тепло, а затем излучается. Именно здесь генерируется вся энергия рентгеновского пульсара. Анализ движения и излучения плазмы в полярной колонке провели М. М. Баско и Р. А. Сюняев (1976). Диаметр полярной колонки у основания примерно в десять раз меньше диаметра нейтронной звезды. Бóльшая часть рентгеновского излучения генерируется у основания колонки в горячем пятне. Из-за вращения нейтронной звезды вокруг оси, не совпадающей с магнитной осью, далекий наблюдатель будет периодически видеть то одно, то другое горячее пятно, соответствующее южному или северному магнитному полюсу. Таким образом, излучение, принимаемое на Земле, будет пульсирующим.

Эволюция нейтронной звезды в тесной двойной системе. Под эволюцией нейтронной звезды принято подразумевать не изменение ее массы, магнитного поля или внутреннего строения (эти изменения, как правило, протекают очень медленно), а изменение периода ее вращения. Как оказалось, именно от величины скорости ее вращения существенно зависят астрофизические проявления нейтронной звезды в тесной двойной системе.

По-видимому, нейтронные звезды рождаются с крайне малыми периодами (порядка 10^{-3} с). Столь быстрое вращение является следствием закона сохранения основной части момента вращения звезды во время коллапса. В пользу быстрого вращения молодых нейтронных звезд свидетельствуют и наблюдения. Так, пульсар в туманности Краб, возраст которого всего лишь 900 лет, имеет период 0,033 с.

В первые несколько десятков тысяч лет после рождения нейтронная звезда в двойной системе эволюционирует подобно радиопульсару (рис. 31). За счет магнитодипольного излучения и выброса релятивистских частиц она

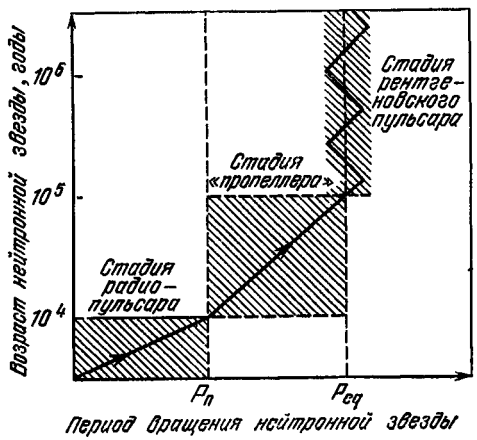


Рис. 31. Схема эволюции нейтронной звезды в тесной двойной системе. Нейтронная звезда рождается с коротким периодом (менее 0,001 с) и вначале замедляется подобно радиопульсару. Начиная с периода $P_п$, начинается стадия «пропеллера». Замедление вращения нейтронной звезды на этой стадии (она может продолжаться сотни тысяч лет) происходит вследствие отбрасывания аккрецируемой плазмы. Начиная с некоторого периода $P \approx P_{eq}$, становится возможной аккреция и вспыхивает рентгеновский пульсар. В этом режиме происходит ускорение вращения нейтронной звезды. Вследствие нестационарности аккреции наступает смена режимов. При этом период нейтронной звезды колеблется вблизи среднего значения P_{eq}.

эффективно тормозится до периода порядка 0,1 с. Как показал В. Ф. Шварцман в 1971 г., на этой стадии аккреция невозможна. Все вещество «выметается» излучением пульсара из двойной системы. Однако мощность магнитовращательного излучения резко падает с увеличением периода вращения нейтронной звезды (как P^{-4}). Поэтому

наступает момент эволюции нейтронной звезды $P = P_{\text{п}}$, когда аккрецирующая плазма проникает под световой цилиндр. (Поверхность, на которой линейная скорость вращения силовых линий магнитного поля формально равна скорости света, называется *световым цилиндром*.) В действительности, на световом цилиндре магнитное поле нестационарно и сравнимо с электрическим. Как только плазма проникнет под световой цилиндр, магнитовращательное излучение прекращается. А. Ф. Илларионов и Р. А. Сюняев (1975) предположили, что после окончания стадии радиопульсара аккреция наступает не сразу. Дело в том, что на расстояниях порядка альвеновского радиуса линейная скорость вращения силовых линий магнитного поля превосходит параболическую. Поэтому наступает стадия «пропеллера», на которой аккрецирующее вещество отбрасывается магнитным полем из двойной системы. При этом нейтронная звезда продолжает тормозиться.

Стадия «пропеллера» может продолжаться в течение 10^5—10^7 лет, пока звезда не затормозится до периода $P_{\text{а}}$, при котором аккреция становится возможной, и тогда вспыхивает рентгеновский пульсар. Поскольку аккрецирующее вещество ускоряет вращение нейтронной звезды, период ее должен «застыть» вблизи некоторого равновесного значения $P_{eq} \approx P_A$ (Дэвидсон, Острайкер (1973); В. М. Липунов, Н. И. Шакура (1976)). Однако все рентгеновские пульсары, у которых измерено изменение периода, ускоряются. Причиной этого могут быть хаотические изменения темпа истечения с нормальной звезды. Такие изменения приводят к тому, что само значение $P_{\text{а}}$ хаотически меняется и нейтронная звезда оказывается то на стадии «пропеллера», то на стадии рентгеновского пульсара. Другой причиной изменения периода рентгеновского пульсара может быть «вековое» изменение темпа истечения, а, следовательно, и темпа аккреции, вызванное эволюцией нормальной звезды. В этом случае изменение периода пульсара служит сверхточным индикатором эволюции нормальной звезды (Р. А. Сюняев, Н. И. Шакура (1977а)).

Необходимо подчеркнуть, что изучение стадий радиопульсара и «пропеллера» пока находится на уровне оценок, которые проводились в предположении о сферически-симметричной аккреции на нейтронную звезду. В случае перетекания через внутреннюю точку Лагранжа и образо-

вания диска воспрепятствовать аккреции гораздо труднее (В. М. Липунов (1980)). Это обусловлено тем, что в такой ситуации аккрецирующие потоки движутся по направлению к нейтронной звезде в малых телесных углах и газодинамический напор вещества больше. Более того, поскольку магнитосфера нейтронной звезды во время дисковой аккреции открыта (силовые линии магнитного поля достигают светового цилиндра), то нейтронная звезда может быть источником магнитовращательного и рентгеновского излучений одновременно. Другими словами, можно ожидать одновременного сосуществования двух фаз — фазы радиопульсара и аккрецирующего пульсара. При этом достигается резонансный период вращения нейтронной звезды, при наступлении которого увеличение скорости вращения нейтронной звезды за счет аккреции в точности компенсируется уменьшением скорости вращения за счет магнитовращательного излучения. Однако, необходимо дальнейшее более детальное исследование этих проблем.

§ 3. Кандидаты в черные дыры

К настоящему времени наиболее вероятным кандидатом в черные дыры является рентгеновский источник Cyg X-1, оптический компаньон Cyg X-1 — сверхгигант класса O9,7 Iab. Двойная система тесная с периодом 5,6 дня. Светимость Cyg X-1 в рентгеновской области оценивается в $3 \cdot 10^{37}$—10^{38} эрг/с.

Главное, что отличает Cyg X-1 от других рентгеновских источников,— это сверхбыстрая хаотическая переменность на временах порядка 1 мс. Наряду с быстрой переменностью рентгеновский поток испытывает изменения во всем диапазоне характерных времен, доступных наблюдениям (т. е. от 10^{-3} с до нескольких лет). Основные наблюдательные данные, свидетельствующие в пользу того, что Cyg X-1 представляет собой черную дыру, сводятся к следующему (см. выше, подробная библиография приведена в обзоре А. П. Лайтмана и др. (1978)).

а) Анализ наблюдательных данных показывает, что масса невидимого объекта Cyg X-1 лежит в пределах 8—11 $\mathfrak{M}_\odot$, т. е. превосходит наиболее вероятное значение предела $\mathfrak{M}_{\text{ОВ}} = 3\mathfrak{M}_\odot$ для нейтронных звезд.

б) Быстрая хаотическая переменность на временах порядка 10^{-3} с. Теория дисковой аккреции Н. И. Шакуры

и Р. А. Сюняева предсказывает, что основная часть энер гии при аккреции на невращающуюся черную дыру выде ляется на расстояниях порядка трех гравитационны радиусов (гравитационный радиус равен $2G\mathfrak{M}/c^2$). Для чер ной дыры с массой $10\,\mathfrak{M}_\odot$ зона максимального энерговыде ления оказывается на расстоянии 100 км от черной дыры где кеплеровский период обращения вещества близок к 10^{-3} с. Н. И. Шакура и Р. А. Сюняев показали, что теп ловая неустойчивость в этой зоне должна приводить к появлению горячих пятен. Хаотическое появление и ис чезновение пятен может привести к хаотической перемен ности рентгеновского потока на временах 10^{-3} с.

в) Спектр рентгеновского излучения в широком диа пазоне (от 1 до 100 кэВ) описывается степенным законом Такой вид спектра объясняется рассеянием мягких рент геновских фотонов на электронах в горячей короне на аккреционным диском (обратный комптон-эффект) Г. С. Бисноватый-Коган и С. И. Блинников показали, чт горячие короны должны возникать вокруг аккреционны дисков в результате диссипации тепловой и турбулентно энергии диска.

Наряду с Cyg X-1 реальными кандидатами в черны дыры являются рентгеновские источники Cir X-1 и V 861 Sco = OAO 1653—40. Источник Cir X-1 обнаружи вает быструю переменность на временах порядка 10^{-2} с Источник V 861 Sco по оценкам имеет массу 5—12 $\mathfrak{M}_\odot$ Однако последние наблюдения источника OAO 1653—4 на космической обсерватории имени Эйнштейна показы вают, что он не имеет связи со звездой V 861 Sco, но явля ется рентгеновским пульсаром (см. табл. 2). Таким обра зом, вопрос о природе V 861 Sco остается открытым.

§ 4. Другие типы рентгеновских источников

Новоподобные рентгеновские источники. Этот класс ис точников (по-английски они называются transient) бы открыт на английском спутнике «Ариэль». Неизвестны ранее рентгеновский источник появился на небе и был ви ден в течение нескольких месяцев, после чего исчез. По зднее было обнаружено несколько таких источников, част которых оказалась рентгеновскими пульсарами. Отсюд следует, что по крайней мере часть новоподобных исто ников представляет собой нейтронные звезды, аккреци

на которые носит по каким-то причинам резко нестационарный характер на временах порядка нескольких месяцев. Чем может объясняться такое поведение во времени темпа аккреции? Одним из первых было высказано предположение, что причиной изменения темпа аккреции на нейтронную звезду является эксцентричность ее орбиты в двойной системе. Новоподобный источник вспыхивает в тот момент, когда нейтронная звезда проходит периастр и перехватывает больше вещества, истекающего с нормальной звезды.

Как показали в 1975 г. Фабиан, Прингл и Вебник, новоподобный источник должен возникать в тех системах, где нормальной компонентой является звезда типа Миры Кита. В максимуме блеска мириды резко возрастает темп истечения и вспыхивает рентгеновский источник.

В заключение отметим модель, предложенную Р. А. Сюняевым и Н. И. Шакурой (1977б). Аккреция в диске на нейтронную звезду возможна лишь в том случае, если скорость вращения магнитосферы у внутреннего края диска меньше параболической. В противном случае возможно образование «мертвых» дисков-накопителей. Вещество поступает в диск, но центробежный барьер препятствует проникновению его на поверхность нейтронной звезды. В этот период времени (который может продолжаться несколько месяцев) рентгеновский источник отсутствует. После того как масса «мертвого» диска станет достаточно большой, центробежный барьер преодолевается и появляется рентгеновский источник.

Как видно из перечисления моделей, окончательное заключение о природе новоподобных рентгеновских источников еще предстоит сделать. Вполне вероятно, что в разных случаях их появление может обусловливаться разными механизмами.

Вспышечные рентгеновские источники. Впервые вспышечное явление у рентгеновских источников было обнаружено в СССР на спутнике серии «Космос» (О. П. Бабушкина и др. (1975)). С помощью иодидцезиевого (CsI) детектора, предназначенного для приема жесткого рентгеновского излучения с энергией свыше 40 кэВ, было зафиксировано несколько рентгеновских вспышек. Профиль вспышек характеризовался круговым подъемом с характерным временем, много меньшим 5 с, и экспоненциальным спадом в течение 10—15 с.

К настоящему времени открыто более десяти вспышечных рентгеновских источников (табл. 3), о которых известно следующее.

Таблица 3. Вспышечные рентгеновские источники, отождествляемые с ранее известными объектами

Объект	Стационарный рентгеновский поток в единицах «Ухуру»	Спутник, на котором открыт вспышечный источник	Комментарий
MX 0513—40	3—20	«Ухуру»	Шаровое скопление NGC 1851
4U 1608—52	<3—40	«Vela»	
3U 1636—53	260	«OSO-8»	
4U 1728—33	6—65	«SAS-3»	
3U 1735—44	210	«Космос»	
3U 1820—30	50—250	«ANS»	Шаровое скопление NGC 6625
3U 1837+04	150—270	«SAS-3»	Ser X-1
A 1850—08	3—12	«Ухуру»	Шаровое скопление NGC 6712
A 1905+00	20	«SAS-3»	
3U 1915—05	20		
NGC 6440	10—150	«OSO-8»	
NGC 6441	30—100		
NGC 7078	4—12		
IRGC	15	«MIT»	Быстрый вспышечный источник

а) Вспышечные источники делятся в зависимости от времени повторения вспышек $t_п$ на медленные и быстрые. У медленных вспышечных источников время повторения лежит в пределах от часов до нескольких дней, у быстрых — от нескольких секунд до десятков минут, причем у медленных источников время $t_п$ изменяется медленно.

б) У вспышечных источников наблюдаются неактивные состояния, когда источник постоянен.

в) Спектры вспышечных источников изменяются буквально за секунды. Для медленных источников характерно общее «умягчение» излучения в течение вспышки. У быстрых источников нет такой четкой зависимости: наблюдаются вспышки, сопровождающиеся «ужесточением» излучения, и наоборот.

г) Для медленных вспышечных источников отношение стационарной светимости между вспышками L_c к средней

за время $t_п$ светимости вспышки $L_в$ равно примерно 100. Для быстрых источников $L_c/L_в \approx 2$.

д) В среднем излучение во время вспышек жестче, чем между ними.

е) Если оценивать расстояние до вспышечных источников примерно равным 10 кпс, то пиковая светимость их порядка 10^{38}—10^{39} эрг/с.

ж) Некоторые вспышечные источники входят в шаровые скопления. Остальные показывают концентрацию к плоскости и к центру Галактики.

Пока не удалось установить факт двойственности хотя бы для одного из вспышечных источников. Однако есть веские основания предполагать, что по крайней мере часть из них представляют собой компоненты тесных систем. Об этом говорят и наблюдения явлений типа вспышек у двойных рентгеновских источников. Природа вспышек пока окончательно не установлена, поэтому отметим лишь наиболее разработанные модели. Все они предполагают наличие компактного аккрецирующего объекта.

Мараши впервые обратила внимание на то, что отношение $L_c/L_в$ для медленных вспышечных источников близко к отношению эффективности энерговыделения при аккреции на нейтронную звезду к эффективности термоядерных реакций (см. Папагианис (1977)). Такое совпадение получает простое объяснение в рамках модели аккрецирующей нейтронной звезды, на поверхности которой квазипериодически происходит термоядерный взрыв «выпавшего» вещества. Действительно, при аккреции на нейтронную звезду выделяется примерно 10% полной энергии, т. е. около $0{,}1\dot{\mathfrak{M}}c^2$ в единицу времени. Этим определяется поток рентгеновского излучения между вспышками. Затем все вещество, накопившееся в процессе аккреции, выгорает в термоядерных реакциях и выделяется энергия с эффективностью 0,1%, т. е. около $0{,}001\dot{\mathfrak{M}}t_п c^2$. Соответственно, усредненная светимость вспышек будет примерно равна $0{,}001\dot{\mathfrak{M}}c^2$, и, следовательно, наблюдаемое отношение эффективностей энерговыделения будет равно 10^2. Подробный анализ термоядерных реакций на поверхности нейтронной звезды, которые провели Э. В. Эргма и А. В. Тутуков (1979), показал, что эта модель может объяснить как быстрые, так и медленные вспышечные источники. Поскольку продолжительность вспышки намного меньше промежутка между вспышками, светимость во

время вспышки может значительно превосходить стационарную светимость источника.

Для быстрых вспышечных источников наиболее разработана модель, предложенная Лэмбом и сотрудниками (см. Папагианис (1977)). Предполагается, что вспышечный источник — это нейтронная звезда с мощным магнитным полем. Аккреция на нейтронную звезду близка

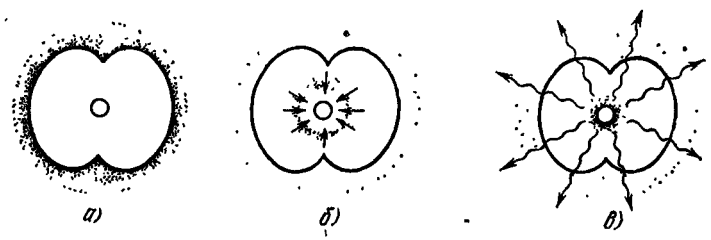


Рис. 32. Модель быстрого вспышечного источника. В режиме сферически симметричной аккреции вокруг нейтронной звезды образуется замкнутая магнитосфера. Вследствие большой температуры плазмы магнитосфера не пропускает ее на поверхность нейтронной звезды (*а*). Вокруг магнитосферы образуется оболочка, масса которой растет из-за аккреции. Через некоторое, достаточно короткое время (порядка 10 с) плазма остывает и граница магнитосферы становится неустойчивой. Оболочка срывается под действием силы тяжести на нейтронную звезду (*б*). При ударе оболочки о поверхность кинетическая энергия переходит в излучение — происходит вспышка (*в*). Потом весь процесс повторяется снова.

к сферически-симметричной, и вокруг нее имеется замкнутая магнитосфера. Вследствие высокой температуры плазмы магнитосфера оказывается стабильной относительно неустойчивости Рэлея — Тейлора (горячая плазма «легче» магнитной жидкости). В результате плазма не выпадает на поверхность звезды, но накапливается в оболочке вокруг магнитосферы. Когда температура плазмы упадет ниже критической (плазма станет плотнее и тяжелее), «сработает» неустойчивость Рэлея — Тейлора, и оболочка выпадет на поверхность нейтронной звезды (рис. 32). Произойдет вспышка, и затем процесс повторится снова. Пиковая светимость всегда ограничена величиной 10^{38}—10^{39} эрг/с. При бóльших светимостях давление излучения становится больше силы гравитации, и аккреция прекращается (предел светимости Эддингтона).

К явлению вспышечного источника может привести также нестационарность аккреции, обусловленная прогревом плазмы рентгеновским излучением от нейтронной звезды (Р. А. Сюняев (1978)).

Как отмечалось выше, часть вспышечных рентгеновских источников находится в шаровых скоплениях. В связи с этим широко обсуждается модель массивной (100—1000 $\mathfrak{M}_\odot$) черной дыры в центре шарового скопления. Однако модели этого типа пока разработаны слабо.

Тесные двойные системы типа AM Her. В последние годы открыто рентгеновское излучение от ряда карликовых тесных двойных систем, показывающих сильно поляризованное оптическое излучение. Это системы AM Her, AN UMa, 2A 0311—227 и VV Pup. Наиболее изучена к настоящему времени система AM Her. Подробное описание открытия и изучения этой системы можно найти в статье Лиллер (1977). Рентгеновский спектр AM Her представляет собой тепловое излучение с температурой, соответствующей 30 кэВ. Кривые лучевых скоростей и блеска системы указывают на период двойной системы, равный 3,1 ч. С тем же периодом изменяется рентгеновское излучение, а также поляризация оптического излучения. Наиболее вероятной моделью AM Her является тесная двойная система, в которой вещество перетекает с красного карлика на белый карлик. Степень поляризации и спектр рентгеновского излучения указывают на наличие у белого карлика мощного магнитного поля с напряженностью на поверхности порядка 10^8 Гс. Жесткое рентгеновское излучение возникает вблизи магнитных полюсов белого карлика. Аккрецирующая плазма значительную часть своей энергии излучает в оптическом диапазоне вследствие циклотронных потерь в мощном магнитном поле. Вследствие этого оптическое излучение сильно поляризовано. Если предположить, что магнитное поле белого карлика имеет дипольную структуру, т. е. изменяется обратно пропорционально кубу расстояния, то можно вычислить напряженность поля вблизи соседней звезды. Большая полуось двойной системы примерно равна 10^{10} см, радиус белого карлика $5 \cdot 10^8$ см и напряженность магнитного поля вблизи красного карлика 10^4 Гс. При этом давление магнитного поля $B^2/8\pi \approx 5 \cdot 10^6$ дин/см^2 значительно превышает динамическое давление перетекающего газа (фактически это означает, что альвеновский радиус больше размеров двойной системы). В таких условиях образование аккреционных дисков невозможно. Аккреционные потоки в подобных системах должны быть сильно раздроблены вследствие различных магнитогидродинамических неустойчивостей (И. Г. Митрофанов и др. (1977)). Такая картина,

по-видимому, подтверждается наблюдениями. Измерения быстрой переменности AM Her, проведенные в ГАИШ (В. Г. Корнилов, Е. И. Москаленко (1979)), указывают на флуктуации излучения с характерным временем порядка 20 с.

Сильные магнитные поля в таких системах должны приводить к быстрой синхронизации осевого и орбитального движения белого карлика. Белый карлик в AM Her действительно всегда обращен одной и той же стороной ко второй компоненте.

SS 433 — новый тип тесных двойных систем? Оптический, радио- и рентгеновский источник SS 433 недавно привлек всеобщее внимание своими уникальными спектральными свойствами (SS — обозначение звезд, внесенных в каталог звезд с сильными эмиссионными линиями H_α Стефенсона — Сандулека). В оптическом спектре этой звезды наблюдаются три серии эмиссионных линий, соответствующих одним и тем же атомным переходам (Маргон и др. (1979)). Каждая линия серии Бальмера представлена в спектре тремя: «стационарной» с длиной волны, близкой к лабораторной, и двумя, смещенными в красную и синюю сторону на несколько сотен ангстрем. Дальнейшие наблюдения показали, что смещенные компоненты линий «движутся» по спектру с периодом 164 дня с амплитудой порядка тысячи ангстрем. Причиной смещения спектральных линий, по-видимому, является доплеровский сдвиг, вызванный движением излучающих областей. Это означает, что в источнике SS 433 имеются три отдельные излучающие области, одна из которых неподвижна, а две другие движутся в противоположных направлениях. Кривая лучевых скоростей хорошо описывается синусоидальным законом. Такое поведение смещенных линий можно объяснить в рамках нескольких кинематических моделей. Однако наиболее вероятна (что следует из других наблюдательных данных) модель, в которой вещество излучающих областей выбрасывается из некоторого центра в строго противоположных направлениях. Линия, вдоль которой происходит выбрасывание вещества, вращается вокруг некоторой оси с периодом 164 дня. Вещество выбрасывается с субрелятивистской скоростью 0,26 *c* (примерно 80 000 км/с).

Позднее удалось обнаружить также периодические смещения «стационарных» линий с гораздо меньшей амплитудой (порядка 70 км/с) и периодом 13 дней. Фотометри-

ческие наблюдения показали, что блеск звезды меняется с тем же периодом 13 дней. Эти данные указывают на двойственность SS 433. Наблюдения, проведенные в ГАИШ (С. А. Гладышев и др. (1979)), показывают, что фотометрическая кривая блеска 13-дневного периода изменяет свою форму в зависимости от фазы 164-дневного периода. В этих наблюдениях были обнаружены кратковременные (порядка нескольких часов) вспышки блеска SS 433.

По линиям межзвездного поглощения удалось оценить расстояние до источника в 4 кпс. Принимая эту оценку, можно получить общую энергетику в различных диапазонах. Рентгеновская светимость получается равной 10^{35} эрг/с. В радиодиапазоне наблюдается туманность типа остатков вспышек сверхновых с общей светимостью 10^{32} эрг/с. Интерференционные наблюдения показывают присутствие в SS 433 компактного радиоисточника вытянутой формы с размерами порядка 100 а. е. Непрерывный спектр в оптической области указывает на сильное поглощение 6^m—8^m, а полная светимость оценивается как 10^{38}—10^{37} эрг/с. Области, в которых возникают эмиссионные смещенные линии, имеют размеры порядка 10^{12} см и состоят из «холодного» газа с температурой 10^4 К и плотностью 10^{11} см$^{-3}$.

Парадоксальным является то, что SS 433 значительную (если не основную) часть энергии теряет в виде кинетической энергии холодного газа, выбрасываемого с субсветовой скоростью (10^{37}—10^{40} эрг/с). Значительная неопределенность связана с тем, что неясно, выбрасывается ли газ непрерывно или в виде отдельных облаков.

Главная трудность, с которой сталкиваются многочисленные модели, предложенные для объяснения феномена SS 433, состоит в объяснении того, каким образом газ ускоряется до субсветовых скоростей вдоль узких каналов (ширина каналов менее 10° — это следует из того, что ширина смещенных линий в несколько десятков раз меньше общего сдвига) и при этом остается холодным. Почти все модели предполагают присутствие вырожденной звезды в SS 433. И. С. Шкловский предположил, что вырожденной звездой в двойной системе является быстро вращающаяся нейтронная звезда на стадии «пропеллера». При такой модели трудно допустить существование узкоколлимированного холодного потока. Многие высказывали предположение, что нейтронная звезда находится на стадии радиопульсара и газ разгоняется потоком реляти-

вистских частиц — однако конкретных расчетов такого механизма ускорения пока нет. Отмечалось также, что подобные явления наблюдаются у активных ядер галактик и квазаров, и в этой связи была предложена модель черной дыры. В такой модели предполагается, что на черную дыру идет дисковая аккреция в сверхэддингтоновском режиме, в котором, как впервые отметили Н. И. Шакура и Р. А. Сюняев в 1973 г., должны возникать два мощных потока вещества вдоль оси диска. В подобном режиме бóльшую часть энергии черная дыра должна излучать в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Мильгром предложил наиболее конкретный механизм ускорения

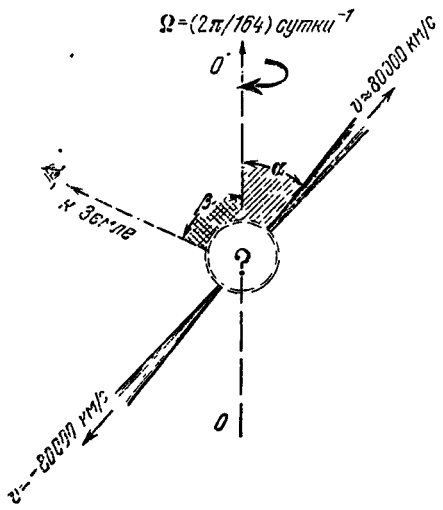


Рис. 33. Кинематическая модель SS 433. Центральный объект выбрасывает в противоположные стороны две газовые струи. Скорость движения струй примерно равна 80 000 км/с. Направление выбросов вращается вокруг оси OO' с периодом 164 дня. Синюю компоненту линий дает струя, приближающаяся к наблюдателю, а красную — удаляющаяся. Углы α и β равны соответственно 20° и 80°.

газа. Он предположил, что ускорение газа происходит под действием давления ультрафиолетового излучения, испускаемого с поверхности нейтронной звезды, а ее магнитное поле направляет потоки вещества вдоль полярных силовых линий. Однако нейтронная звезда не может обеспечить требуемую энергию струй газа. В. М. Липунов и Н. И. Шакура отметили, что нужное количество ультрафиолетовых квантов могла бы дать нормальная звезда-

сверхгигант с массой 20—50 $\mathfrak{M}_\odot$. В таком случае простое объяснение получает 164-дневный период — это период вращения сверхгиганта вокруг оси. Однако в приведенной выше модели поток кинетической энергии, уносимой газом, не может превосходить светимости SS 433 в ультрафиолетовом диапазоне (рис. 33).

Как мы видим, природа этого загадочного источника еще далеко не ясна. Не исключено, что здесь мы имеем дело с совершенно новым типом тесных двойных систем или ранее не наблюдавшимся этапом эволюции тесных двойных систем.

ЛИТЕРАТУРА

Аронс, Ли, 1976 — *Arons J., Lea S.*, Ap. J., v. 207, p. 914.
Бабушкина О. П., Братолюбова-Пулукадзе Л. С., Кудрявцев М. И. и др., 1975 — Письма АЖ, т. 1, с. 20.
Баско М. М., Сюняев Р. А., 1976 — MNRAS, v. 175, p. 395.
Гладышев С. А., Курочкин Н. Е., Новиков И. Д., Черепащук А. М., 1979 — АЦ, № 1086, с. 1.
Дэвидсон, Острайкер, 1973 — *Davidson K., Ostriker J. R.*— Ap. J., v. 179, p. 585.
Илларионов А. Ф., Сюняев Р. А., 1975 — Astr. Ap., v. 39, p. 185.
Корнилов В. Г., Москаленко Е. И., 1979 — Письма АЖ, т. 5, с. 456.
Лайтман А. П., Сюняев Р. А., Шакура Н. И., Шапиро С. П., Эрдли Д. М., 1978 — УФН, т. 126, с. 515.
Лиллер, 1977 — *Liller W.*— Sky & Telescop, v. 53, p. 351.
Липунов В. М., Шакура Н. И., 1976 — Письма АЖ, 2. с. 343.
Липунов В. М., 1978 — АЖ, т. 55, с. 1233.
Липунов В. М., 1980 — АЖ, т. 57, с. 1253
Маргон и др., 1979 — *Margon B. et al.*— Ap. J., v. 230, p. 41.
Митрофанов И. Г., Гнедин Ю. Н., Павлов Г. Г., 1977 — Письма АЖ, т. 3, с. 341.
Папагианис, 1977 — Eighth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics/ed. M. D. Papagianis.— Ann. N. Y. Acad. Sci., v. 302.
Сюняев Р. А., 1978 — Письма АЖ, т. 4, с. 75.
Сюняев Р. А., Шакура Н. И., 1974 — В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция.— М.: Наука.
Сюняев Р. А., Шакура Н. И., 1977а — Письма АЖ, т. 3, с. 216.
Сюняев Р. А., Шакура Н. И., 1977б — Письма АЖ, т. 3, с. 262.
Шакура Н. И., 1972 — АЖ, т. 49, с. 945.
Эргма Э. В., Тутуков А. В., 1979 — Письма АЖ, т. 5, с. 34.

Глава II

СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ ОСТАТКИ

Ю. П. ПСКОВСКИЙ

За 50 веков человеческой истории накопились сведения о более чем 200 вспышках звезд, становившихся на время ярче звезд 3-й звездной величины. Большинство из них были новыми звездами, т. е. увеличивающими внезапно блеск в тысячи и даже миллионы раз. Самые же яркие и долго наблюдавшиеся вспышки, как первым отметил в 1920 г. Лундмарк, были вспышками сверхновых в нашей Галактике — так назвали Бааде и Цвикки в 1934 г. этот самый высокий по светимости класс взрывных звезд. На существование таких вспышек, в тысячи раз превышающих светимости обычных новых звезд, Лундмарк указал, основываясь на внегалактической природе спиральных туманностей — в некоторых из них наблюдались вспышки таких звезд. Первым случаем такого рода была S Андромеды 1885 г., вспыхнувшая в спиральной туманности М 31. Ее визуальная величина в максимуме достигла $5^m,4$, уступая интегральному блеску всей туманности всего на $1^m,9$.

Впоследствии в 1939 г. Лундмарк дал наилучший признак сверхновой звезды: это вспышка звезды, светимость которой в максимуме достигает светимостей нормальных галактик, т. е. от —21-й до —17-й абсолютной фотографической величины. Уже Бааде и Цвикки в поисках причин взрыва такого масштаба указывали на вероятность гравитационного коллапса и образования нейтронных звезд, предсказанных теоретически в 1932 г. Л. Д. Ландау. Было ясно, что этому классу взрывных звезд предстояло сыграть важную роль в фундаментальных исследованиях по астрофизике.

Вскоре сверхновые действительно оказались в центре внимания, поскольку их проблемы связаны с эволюцией звезд и галактик. Они, по-видимому, являются конечной стадией эволюции звезд определенных интервалов масс. Но этим совсем не исчерпывается их роль в сложном

кругообороте вещества галактик. Именно в процессе взрывов сверхновых возможен синтез тяжелых элементов, играющих принципиальную роль в эволюции звездных населений и космогонии планетных систем. Расширяющиеся оболочки сверхновых в сравнительно короткие космогонические сроки распадаются на газопылевые облака, пополняющие тяжелыми элементами межзвездную среду, из которой формируются звезды новых поколений и планеты.

Проблемы сверхновых, естественно, привлекли внимание советских астрофизиков и заняли заметное место в их работах. В нескольких узловых вопросах принципиальные результаты были достигнуты учеными ГАИШ (разработка теории радиоизлучения остатков сверхновых И. С. Шкловским, первичное отождествление спектров сверхновых Ю. П. Псковским, спектральные исследования остатков сверхновых Т. А. Лозинской). Исследования спектров сверхновых и разработка теории взрывов сверхновых ведутся также в ряде других московских институтов.

Обнаружение сверхновых в галактиках не представляет принципиальных трудностей, но чрезвычайная редкость явления требует систематического просмотра неба. Такие «патрулирования» галактик были начаты на Паломарской обсерватории: в 1936 г. до 13^m, а с 1956 г.— до $15^m,7$. Просматриваются 122 площадки неба по плану Цвикки размером по $2° \times 2°$, т. е. в сумме около 1% небесной сферы. С 1959 г. к программе патрулирования подключилась кооперация обсерваторий одиннадцати стран, в том числе три советские: Абастуманская, Бюраканская и Крымская станция ГАИШ. Примерно 60% сверхновых из 500 открытых с 1885 г. падают на долю Паломарской обсерватории (48-дюймовая камера Шмидта), остальные — на скооперированные обсерватории; были сделаны также редкие открытия ярких сверхновых вне патрулируемых площадок.

Большинство открытых внегалактических сверхновых имеет в максимуме блеска величины 15^m—17^m, и всего два десятка были ярче 12^m.

§ 1. Классификация сверхновых

Систематическое изучение каждого нового явления обычно начинается с его классификации. В случае сверхновых были две возможности: классификация по кривым

блеска и классификация по спектрам. Но получение кривых блеска непериодических переменных оказывается трудной наблюдательной задачей, тогда как получение спектров значительно менее трудоемко. Поэтому распространение получила классификация по спектрам, предложенная в 1940 г. Минковским, обнаружившим замечательные различия в спектрах сверхновых. Была сделана

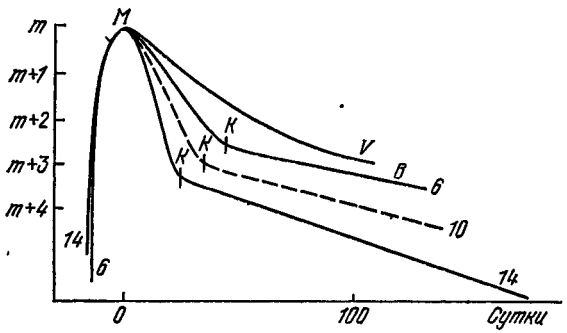


Рис. 34. Кривые блеска сверхновых I типа. По горизонтали — время, протекшее с момента максимума (т. е. фаза) в сутках, по вертикали — звездные величины. Числа обозначают фотометрические классы сверхновых. *M* — точка максимума, *K* — точка замедления ослабления блеска на фотографической кривой. Две нижние кривые — изменение блеска в синих лучах (фотографических), две верхние — визуальная (*V*) и синяя (*B*) кривые блеска сверхновой фотометрического класса I.6.

и попытка классифицировать сверхновые по кривым блеска (П. Г. Куликовский (1944)).

Значительная часть сверхновых имеет сходные спектры, отличающиеся широкими полосами и отсутствием ярких линий водорода. Их Минковский отнес к I типу. Ко II типу были отнесены сверхновые с яркими линиями водорода в спектрах. Что касается кривых блеска, то тип I имеет не только сходные спектры, но и сходные формы кривых блеска (рис. 34), хотя ослабление на три величины после острого максимума в фотографических лучах может длиться от 3 до 6 недель, после чего темп ослабления блеска уменьшается до 1^m—2^m в 100 суток и приобретает экспоненциальный характер. У сверхновых II типа наблюдается значительная пестрота как в спектрах, так и в кривых блеска, характерная черта последних — пологий максимум, заканчивающийся так называемым «плечом» (рис. 35).

В 1964 г. Цвикки сделал попытку расширить спектральную классификацию до пяти типов. Однако кроме трех сверхновых со спектральными особенностями, служивших ему прототипами, больше отыскать ничего не удалось. Вскоре Пэтчетт и Бренч указали на близость свойств сверхновой V Цвикки ко II типу, а Оук и Серл (1974) скомбинировали последовательность изменений спектров нескольких сверхновых II типа и показали тождество с ними остальных двух прототипов. Поскольку

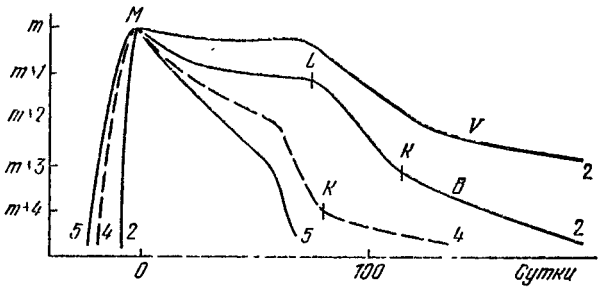


Рис. 35. Кривые блеска сверхновых II типа. Обозначения те же, что на рис. 34. *L* — конец «плеча» кривой блеска.

основным различием I и II типов является отсутствие или присутствие линий водорода, спектральная классификация сверхновых по существу была и остается «двоичной».

Дальнейшим развитием классификации сверхновых было ее расширение по фотометрическому признаку (Ю. П. Псковский (1977)). Ощущалась потребность, сохраняя классификацию спектрально двоичной, сделать ее более детальной и основанной на легко определяемом критерии, чувствительном к главным физическим свойствам сверхновых. Таким признаком оказалась скорость падения фотографического блеска сверхновой после максимума, рассчитанная на 100-суточный интервал. С 1967 г. этот признак стал использоваться в наших и некоторых зарубежных работах. Барбон, Чьятти и Розино предложили делить согласно данному признаку сверхновые I типа на «быстрые» и «медленные». В 1978 г. указанная характеристика получила название «фотометрического класса» сверхновой. Так, S Андромеды, имеющая официальное обозначение SN 1885a, оказалась сверхновой

фотометрического класса I.14 (здесь римская цифра указывает тип, а число, следующее за ней,— фотометрический класс сверхновой), а одна из самых ярких сверхновых II типа — SN 1970g — имеет фотометрический класс II.4 (см. рис. 34 и 35). Сейчас фотометрические классы определены у 100 сверхновых, причем сверхновые I типа встречаются от 6-го до 14-го классов, а II типа — от 1-го до 10-го.

Таким образом, в классификации сверхновых теперь «надстроен» еще один этаж, приведший к систематизации форм кривых блеска в обоих типах. Но речь шла не только о простом упорядочении многообразия форм кривых блеска. Фотометрическая классификация существенно опирается на достигнутый к этому времени успех в изучении спектров сверхновых.

§ 2. Статистические исследования сверхновых

С работ Цвикки (1938) и Бааде начались более или менее регулярные статистические исследования сверхновых с целью выявления популяционных свойств этих объектов.

Из 500 сверхновых лишь для 120 получены спектры и для 100 (в основном из числа тех же) — кривые блеска, позволяющие восстановить момент и величину пика. Для остальной массы известны лишь разрозненные оценки блеска и положение относительно «материнской» галактики, где произошла вспышка сверхновой. Эти данные регулярно публикуются полностью Ковалом и Сэрджентом и дублируются издаваемым ГАИШ и Астросоветом АН СССР «Общим каталогом переменных звезд» (Б. В. Кукаркин и др. (1971)).

Пока неизвестны конкретные категории звезд, являющиеся предсверхновыми, есть лишь некоторые предположения. Вопрос значительно прояснился бы, если бы удалось узнать, где и как часто вспыхивают сверхновые. Сужая круг возможных объектов и повышая требования к отбору, мы придем к реальным «предкам» сверхновых. В этом заключается одна из актуальных задач их статистики.

Первое в истории исследование распределения сверхновых в галактиках принадлежит П. Г. Куликовскому (1944). Его выводы — тенденция к рукавам и «двугорбое» распределение объектов по типам галактик — полностью подтвердились многими последующими работами.

Новейшее полное исследование вопроса принадлежит Маза и ван ден Бергу (1975).

К настоящему моменту главные выводы таковы. Сверхновые II типа присутствуют в галактиках Sb и Sc. В спиральных галактиках распределения сверхновых I и II типов соответствуют плоскому звездному населению,

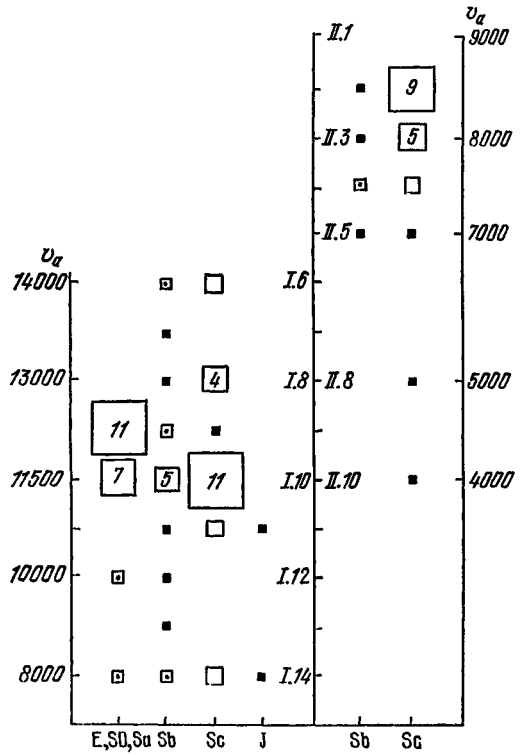


Рис. 36. Распределение фотометрических классов 90 сверхновых по типам галактик. По горизонтали — типы галактик, по вертикали в центре — фотометрические классы, слева и справа — скорости расширения поглощающего слоя в км/с соответственно сверхновых I и II типов. Черный квадратик — одна сверхновая, светлый с точкой внутри — две, светлый — три, внутри остальных квадратов число сверхновых данного класса указано числами.

поэтому выглядит удивительным, что I тип часто встречается и в эллиптических системах, не обладающих этим типом звездного населения. Совсем свежий факт: распределение фотометрических классов сверхновых по типам материнских галактик (рис. 36) показывает, что

«младшие» классы I.6—I.8, подобно всем сверхновым II типа, встречаются только в галактиках Sb и Sc, а в остальных открываются только «старшие» классы. Здесь спектрально однородный I тип сверхновых обнаружил внутренние различия. Заметим, что после работы Даллапорты в 1973 г. появилось мнение, что сверхновые I типа могут принадлежать не одному, а нескольким типам звездного населения.

Маза и ван ден Берг обнаружили тенденцию к размещению сверхновых в эллиптических галактиках по периферии систем. Следовательно, они связаны с бедными металлами старыми звездами, характерными для периферии эллиптических систем. По Д. Ю. Цветков в 1980 г. показал, что это, по-видимому, селективный эффект, созданный объектами, обнаруженными в галактиках с видимыми угловыми размерами менее 1′.

Малая частота вспышек сверхновых ограничивает круг «виновников» вспышек редкими категориями звезд: самыми массивными, а также испытавшими аномальную эволюцию. Здесь принципиально важно аккуратное определение частоты, или среднего интервала между вспышками сверхновых в галактике. Внушительную статистику может дать патрулирование галактик (Цвикки (1938, 1942)). Например, при 10-летнем патрулировании 24 площадок были получены следующие данные (Барбон (1968)): просмотрено 2144 галактики ярче $15^m,7$, что эквивалентно непрерывному слежению за одной «средней» галактикой в течение 14 233 лет. По найденным в них 45 сверхновым средний интервал между вспышками в «средней» галактике составляет 316 лет. Однако понятие «средняя» галактика здесь физически неопределенное.

В 1960 г. ван ден Берг и независимо Ю. П. Псковский нашли, что сверхновые чаще вспыхивают в более мощных по светимости галактиках. Количественно этот вопрос исследовал Тамманн (1970, 1974), вычисливший средние интервалы между вспышками в расчете на единицу светимости, а также (используя соотношение масса — светимость для галактик) на единицу массы галактики. Он нашел, что частота появления сверхновых в расчете на единицу светимости (а также на единицу массы) систематически возрастает от E-галактик к галактикам Sc и I. Хотя у Тамманна получились удовлетворительные значения частоты появления вспышек сверхновых в га-

лактиках Местной группы, все же по мнению Маза и ван ден Берга у него имеются завышенные частоты.

Статистика сверхновых должна контролироваться как анализом наблюдавшихся в нашей Галактике вспышек, так и статистическими исследованиями остатков сверхновых в ней.

§ 3. Спектры сверхновых

Хотя первые спектры сверхновых были получены и описаны в 1885 г., до 1968 г. их изучение ограничивалось установлением типа, описанием спектров и их изменений. Что скрывается за этими изменениями, какие условия господствуют в оболочках сверхновых, в частности, каковы температуры, плотности, скорости расширения, химические аномалии — оставалось неизвестным. А рядом, в астрофизике, существовал развитый аппарат исследований спектров звезд и моделей их атмосфер.

Самым непонятным и полностью нерасшифрованным был спектр сверхновых I типа. Первичная расшифровка совершенно неизвестного спектра, с чем в данном случае пришлось иметь дело,— задача очень трудная и редчайшая в астрофизической практике. Спектры обыкновенных звезд сейчас легко расшифровываются потому, что большинство их линий в какой-то мере общие с линиями солнечного спектра и спектров других звезд, а мелкие подробности легко уточняются благодаря нашей осведомленности об условиях, существующих в звездных атмосферах. Трудности же первых отождествлений деталей спектров Солнца и звезд были преодолены еще на заре современной астрофизики — в конце прошлого века.

С тех пор астрофизикам только однажды встретилась сложная проблема полной идентификации спектра — знаменитое отождествление ярких линий солнечной короны. На решение ее потребовалось около 70 лет. Другая такая, не менее трудная проблема — отождествление деталей спектров сверхновых. Для ее окончательного решения понадобилось более 80 лет.

В 1938 г. Минковский выдвинул гипотезу, согласно которой особенности спектра сверхновой являются сочетанием неизвестных запрещенных линий коронального типа. В таком случае конкретное отождествление деталей было безнадежно, а непрерывный спектр по этой эмиссионной концепции сверхновой был практически недосту-

пен наблюдениям и спектрофотометрические оценки температур были также бессмысленны. Гипотеза Минковского не подвергалась сомнению 30 лет. Это привело, по выражению Оука и Серла (1974), к относительному застою в проблеме исследования спектров сверхновых.

В 1959 г. Мак Лафлин высказал предположение, что реальными деталями спектров сверхновых являются не яркие полосы, а темные депрессии между ними. Они были расшифрованы Мак Лафлином как линии поглощения гелия и других элементов, типичные для ранних В-звезд. Линии оказались смещенными в фиолетовую сторону спектра и деформированными вследствие расширения оболочек сверхновых. К сожалению, при правильной идее истолкования спектров сверхновых Мак Лафлин не предложил четкого физического принципа отбора ожидаемых линий и пришел к некоторой путанице, на которую немедленно обрушился Минковский.

Правильная идентификация деталей спектра сверхновых I типа была тесно связана с интерпретацией его депрессий, которую предложил Ю. П. Псковский (1968). По его мнению, вследствие расширения линий и уменьшения их глубины из-за эффекта разлета оболочки, в спектре можно заметить только наиболее сильные линии из числа чувствительных к эффекту светимости, т. е. усиливающиеся при низкой плотности газа линии ионов легко ионизуемых распространенных элементов, а именно железа, кремния, кальция, серы и др., а также самого распространенного трудно ионизуемого нейтрального атома гелия (табл. 4). Из этого истолкования минимумов спектра однозначно следовала идентификация перечисленных линий. После отождествления характерного минимума в красной части спектра с блендой дублета ионизованного кремния был вычислен доплеровский сдвиг для остальных минимумов, и обнаружилось, что они действительно совпадают с сильнейшими линиями, чувствительными к эффекту светимости. Совпали все ожидаемые линии без исключений.

В 1970—1978 гг. Э. Р. Мустель полностью подтвердил расшифровку основных абсорбционных деталей и идентифицировал множество слабых деталей в спектрах сверхновых I типа.

Важным обстоятельством, подтверждающим абсорбционную концепцию спектров сверхновых, были наблюдения спектров яркой сверхновой SN 1972*e* (Киршнер и др.

Таблица 4. **Отождествление абсорбций сверхновых I*)**

Спектр SN 1954 a (Мак Лафлин)		Спектры SN 1937 c в стадии после максимума блеска			
				отождествление по работам (в середине столбца—совпадающие данные)	
I—II системы λ	λ_0, ион	первые 30 сут. λ	после 30 сут. λ	(Ю. П. Псковский (1968))	(Э. Р. Мустель 1972))
1	2	3	4	5	6
6547—14	6678 He I	6480		6678 He I	—
6419	6563 H_α		6320	6516 Fe II ?	6516 Fe II
6311	6282 N II		6250	6456 Fe II	
6171	6442 N II	6160		6371—47 Si II	
			6050	6248—38 Fe II	
5899	5890—6 Na I	5960		6149—48 Fe II	
5757	5876 H I	5700		5876 He I	5890—6 Na I
			5470	5664—06 S II**)	
		5340		5510—5433 S II ***)	
		5290			
4917—882	5016 He I		5010	5169 Fe II ****)	
4850—20	4922 He I		4860	5018 Fe II	
4740	4861 H_β		4770	4924 Fe II	
4638	4713 He I				
4613	4686 He II				
4571	4650 O II				
4520	4621 N II				
4486	4575 Si III		4450	4586—08 Fe II *****)	
4457	4554 Si III				
4407—383	4472 He I		4340	4472 He I 4471 Mg I	4417 Fe II+ +Ti II+Sc II
4326	4415 O III				
4306	4388 He I				
4257	4340 H_γ				
4242	4318 O II	4220		4353 Fe II	—
4185	4267 C II				
4120	4200 He II	4100		4233 Fe II	
4077	4169 He I	4035		—	4179—73 Fe II
4059	4144 He I				

1	2	3	4	5	6
4029	4121—16 Si IV He I				
3992	4076—70 O II	4000		4131—28 Si II	
3957	4026 He I				
3837	4009 He I				
3932	3995 N II				
3883	3965 He I	3850			
3860	3934—26 He I Ca II ?	3810			3368 Ca II 3934 Ca II
3788	3889 He I				
3688	3760—55 O III				

*) Э. Р. Мустель (1973) идентифицировал инфракрасную область спектра SN 1972 E до 11 000 Å. Найдены линии: λ 7065 He I, 10 830 He I (?) 8212 N I, 9393 N I, 10 113 N I, 8680 N I (?) 10540 N I (?), сильный минимум отождествлен с линиями 8542—8662 Ca II в работе Киршнера и др. (1973).

**) Э. Р. Мустель дополнительно включает в бленду слабые линии мультиплета и линию λ 5527 Sc II.

***) Ю. П. Псковский распределяет линии по двум минимумам, Э. Р. Мустель их объединяет в одну и дополнительно включает линии 5684—56 Sc II.

****) Э. Р. Мустель включает в бленду линии 5317—198 Fe II.

*****) Э. Р. Мустель включает в бленду еще линии 4556—15 Fe II и 4629 Fe II.

(1973)). В инфракрасной части спектра они нашли сильный минимум, соответствующий трем слившимся линиям иона кальция, присутствие которого вытекало из наличия в фиолетовой части спектра сверхновой дублета H и K, опознанного при первичной идентификации в 1968 г.

Успех с расшифровкой спектров I типа вывел из тупика и вопрос о деталях спектров сверхновых II типа. Интересно, что в них, как и в спектрах новых звезд в стадии после максимума блеска, присутствуют как линии излучения, так и линии поглощения водорода, образуя профили типа P Лебедя. Это прямо свидетельствовало о наличии в спектрах сверхновых линий поглощения, но необычность спектров настолько гипнотизировала исследователей, что прошли долгие годы, прежде чем все стало на свои места. В спектрах сверхновых II типа в конце концов были обнаружены те же линии, что и у сверхновых I типа, только подавленные там, где располагаются линии водорода.

§ 4. Результаты анализа спектров сверхновых

Выявление линий поглощения в спектрах сверхновых в корне изменило ситуацию с определениями их поверхностных температур. Стало ясно, что спектр сверхновой создается наблюдаемым непрерывным тепловым излучением ее движущейся фотосферы. Следовательно, для определения температур оказались пригодны способы, применяемые к обычным звездам, и они сразу же стали использоваться (Ю. П. Псковский (1968), Э. Р. Мустель (1971), Бренч, Пэтчетт (1973)); Киршнер и др. показали, что распределение интенсивности в спектрах сверхновых в области 4000—24 000 Å близко к планковскому (фиолетовый конец спектра ослабляется многочисленными линиями поглощения).

Стало возможным истолкование изменения показателя цвета сверхновой звезды с фазой. Возрастание покраснения и его обратное убывание через 3—6 недель после максимума блеска известно очень давно. Подробное изучение этой зависимости Ю. П. Псковским в 1967—1978 гг. установило, что у сверхновых I типа наибольшее покраснение достигается как раз в точке перелома фотографической кривой блеска, когда скорость падения блеска резко замедляется (рис. 37). Здесь достигается наименьшая поверхностная температура сверхновой (5000 К). Поскольку по температуре и светимости нетрудно оценить радиус фотосферы в данной фазе, было установлено, что он продолжает расти и после максимума блеска вплоть до фазы наибольшего покраснения, после чего начинает уменьшаться, т. е. фотосфера погружается вглубь расширяющейся оболочки и попадает в более горячие ее слои, что создает инверсию цвета и температуры сверхновой.

Несколько иначе ведет себя фотосфера в сверхновой II типа. Наибольшего радиуса она достигает немного ранее, чем наименьшей температуры. Между этими событиями, отмеченными на кривой блеска «плечом» и точкой замедления, блеск сверхновой резко падает. Этим объясняется «горбатость» кривой блеска сверхновой II типа.

Вообще формы кривых блеска сверхновых просто объясняются поведением их фотосфер. Возрастание радиуса фотосферы R_0 повышает блеск звезды, а уменьшение ее температуры T — понижает. Если радиус выражен в единицах солнечного, то согласно известной формуле абсо-

лютная фотографическая величина звезды M_p имеет вид

$$M_p = -0{,}72 - 2{,}5\lg R_0^2 + \frac{36700}{T}.$$

Поэтому, пока вклад от прироста радиуса фотосферы превышает потерю от охлаждения, блеск будет расти.

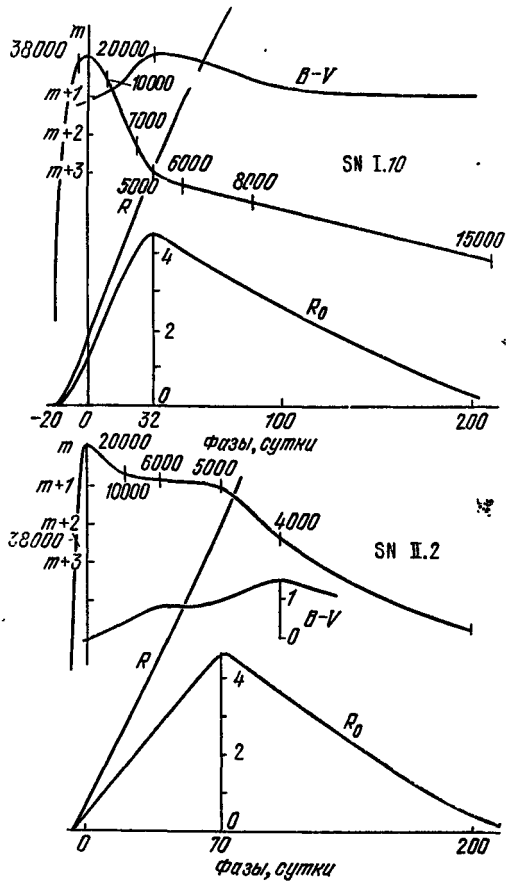


Рис. 37. Изменение физических характеристик сверхновых I и II типов с фазой. По горизонтали — фазы в сутках, по вертикали для кривых блеска и показателей цвета ($B - V$) — звездные величины; для радиусов оболочек R и фотосфер R_0 одно деление соответствует 10^{15} см. На кривых блеска указаны температуры фотосфер в ряде фаз.

Максимум блеска соответствует балансу обоих вкладов. После максимума потери на охлаждение не компенсиру-

ются целиком расширением фотосферы, и блеск убывает. Об экспоненциальных участках кривых блесках было сказано выше в связи с инверсией температуры.

Отсюда же получалось объяснение различий в скорости падения блеска сверхновых различных фотометрических классов. Скорости расширения оболочек сверхновых пропорциональны доплеровским смещениям линий поглощения, отнесенным к моменту максимума блеска. Они оказались связанными со скоростью падения блеска, т. е.

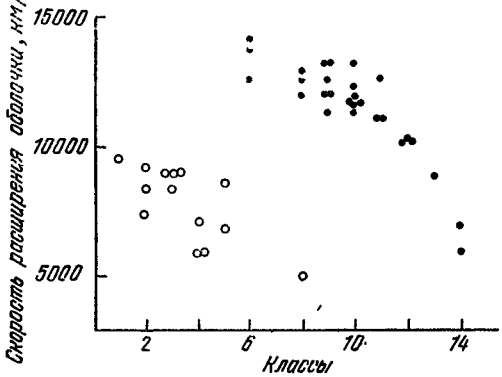


Рис. 38. Зависимость скорости расширения поглощающего слоя сверхновых от их фотометрического класса. По горизонтали отмечены фотометрические классы, по вертикали — скорость расширения поглощающего слоя. Черные кружки — I тип, светлые — II тип сверхновых.

фотометрическим классом. Чем выше скорость расширения оболочки, тем ниже фотометрический класс звезды (рис. 38), т. е. тем медленнее происходит падение блеска сверхновой после максимума. У быстро расширяющейся оболочки быстрее растет и поверхность фотосферы; у такой сверхновой блеск должен стремительнее подниматься к максимуму, но зато после него продолжающая расширяться фотосфера будет сильнее сдерживать ослабление блеска, вызываемое снижением температуры. У сверхновых «старших» фотометрических классов скорость расширения оболочки меньше; их блеск будет медленно возрастать, но быстро падать после максимума.

Различие в скоростях разлета оболочек сверхновых составляет, по существу, физический смысл фотометрической классификации сверхновых.

Наряду с моделью фотосферы, движущейся по оболочке, Э. Р. Мустель и Н. Н. Чугай (1975) предложили модель фотосферы, расположенной в центральной области сверхновой. Аргументом в ее пользу служит небольшая концентрация (10^9 см$^{-3}$) в оболочке, вычисленная по ее массе и по «фотометрическому радиусу», соответствующему нашему R_0. Не исключено, что такая модель может реализоваться у сверхновых II типа. Имеются также работы по истолкованию кривых блеска на основе анализа гидродинамических явлений в оболочке сверхновой.

По существу остается открытым вопрос о возможностях анализа химического состава оболочек сверхновых по их спектрам, поскольку в последних присутствуют лишь сильные линии нейтрального гелия и ионов распространенных элементов. Судя по спектрам оболочек сверхновых, они содержат «концентрат» элементов, характерных для межзвездной среды, которую они обогащают. На основании эволюционных моделей предсверхновых в их оболочках следует ожидать наряду с железом и серой еще присутствия азота, углерода и кислорода, не имеющих в исследованной области спектра сильных линий ионов. Э. Р. Мустель (1978) отождествил ряд слабых деталей спектров сверхновых I типа с линиями этих элементов. Очевидно, что для надежных количественных заключений необходима дальнейшая разработка теории спектров сверхновых.

Итак, отождествление спектров сверхновых позволило нам выявить тепловой характер излучения оболочек, найти температуры, определить фотосферы, скорости расширения оболочки и ее линейные размеры, объяснить кривые блеска и установить физический смысл фотометрической классификации.

Но имеется ли решающее доказательство, что расшифровка спектров и основанная на ней концепция сверхновых достоверны? Доказательство было найдено Бренчем и Пэтчеттом (1973) по идее Серла и Бааде. По данным о радиусе фотосферы и температуре мы можем получить абсолютную величину сверхновой; с другой стороны, ее можно найти обычным путем по кривой блеска и расстоянию до сверхновой. Результаты хорошо сходятся. Успешно решается и важная обратная задача: вычисление постоянной Хаббла по спектрам сверхновых. Бренч и Пэтчетт по восьми сверхновым I типа получили $H_0 = 40 \pm 17$ км/(с · Мпс), в 1977 г. нашли улучшенное зна-

чение, равное 49 ± 9 км/(с · Мпс). Ю. П. Псковский по 17 объектам вывел $H_0 = 58 \pm 8$, Д. Ю. Цветков по 30 — $H_0 = 68 \pm 12$, наконец, Киршнер и Кван по двум сверхновым II типа также нашли $H_0 = 60$ км/(с · Мпс). Как известно, по остальным внегалактическим индикаторам расстояния Сэндидж и Тамманн получили $H_0 = 55 \pm 6$ км/(с · Мпс).

§ 5. Галактические сверхновые

После пионерских работ Лундмарка интерес к галактическим сверхновым возродился в 30-х годах в связи с обнаружением расширения туманности Краб — остатка сверхновой 1054 г. Было установлено грубое совпадение даты начала разлета остатка (1140 ± 10 г. по последней оценке Тримбла (1968)) с датой вспышки. Существовала известная путаница с местом вспышки и местом, занимаемым туманностью. Сведения о блеске сверхновой были чрезвычайно скудны. Лишь в последнее время удалось составить определенное представление о кривой блеска этой замечательной сверхновой, принадлежащей, по-видимому, к II типу (Ю. П. Псковский (1978)).

Удачнее были исследования «исторических новых» — так принято называть Новую Тихо Браге 1572 г. и Новую Кеплера 1604 г. Для этих сверхновых в 1943—1945 гг. Бааде и независимо от него в ГАИШ Б. В. Кукаркин исследовали материалы по наблюдениям, собранные в трудах Браге и Кеплера, и восстановили кривые блеска в современной шкале звездных величин. Теперь этот материал пополнился корейскими наблюдениями (Кларк, Стефенсон (1977)), что вместе с успехами фотометрической классификации позволило уточнить кривые блеска сверхновых и установить их фотометрические классы. На месте вспышек были найдены волокнистые туманности — остатки сверхновых. Кривые блеска галактических сверхновых приводятся на рис. 39, а данные по ним собраны в табл. 5.

Поворотным моментом в исследовании галактических сверхновых следует считать обнаружение в 1949 г. радиоизлучения туманности Краб. Вскоре было обнаружено радиоизлучение и других остатков сверхновых. По своему характеру оно было нетепловым: его интенсивность возрастает с увеличением длины волны. Это свойство послужило четким критерием для обнаружения остатков

сверхновых среди множества галактических радиоисточников. Их найдено сейчас до полутора сотен, однако лишь у 30 из них удается обнаружить оптические волокнистые туманности, в остальных случаях условия для обнаружения неблагоприятны.

Возникла проблема отождествления радиоисточников со вспышками, отмечавшимися в прошлом. Предлагались

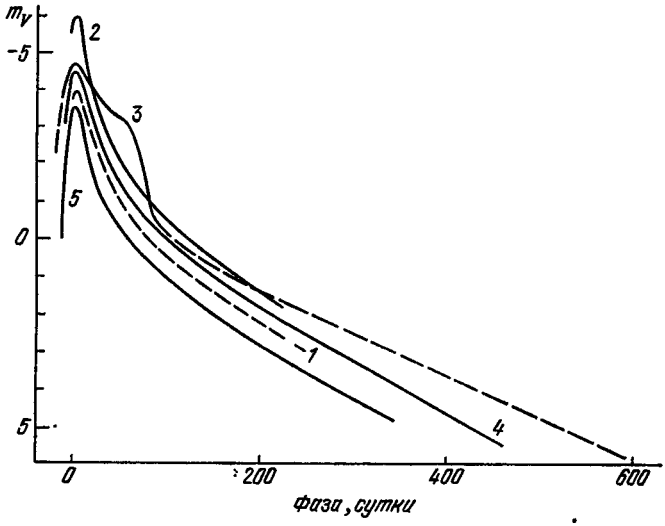


Рис. 39. Визуальные кривые блеска пяти галактических сверхновых. По горизонтали отмечены фазы в сутках, по вертикали — видимые визуальные величины. *1* — SN 185 г., *2* — SN 1006 г., *3* — SN 1054 г., *4* — SN 1572 г., *5* — SN 1604 г.

многочисленные «соотнесения» вспышек и радиоисточников, но приемлемым оказалось лишь несколько. История повторялась затем еще несколько раз; когда были обнаружены пульсары, то пытались их связать со вспышками, игнорируя остатки сверхновых, затем с рентгеновскими объектами и т. д. Но все эти поверхностные сопоставления не выдержали испытания.

Особенно много вспышек видели в созвездии Кассиопеи, практически незаходящем для значительной части северного полушария Земли. В этом созвездии найдено также много остатков сверхновых, поскольку здесь находится богатая область Млечного Пути. Среди них сильнейший из известных нам галактический радиоисточник Кассиопея А. На ее месте Бааде обнаружил волокнистую

Таблица 5. **Некоторые данные о галактических сверхновых**

Сверхновая, год вспышки	185	1006	1054	1181	1572	1604	1680
Созвездие	Кентавр	Волк	Телец	Кассиопея	Кассиопея	Змееносец	Кассиопея
Часть света, где заметили вспышку	Азия	Азия, Европа, Африка	Азия, Америка	Азия	Европа, Азия	Азия, Европа	Европа
Длительность наблюдений, сутки	225	240	710	185	560	365	?
Видимая звездная величина в максимуме	—4	—6	—5	1	—4,5	—3,5	6?
Фотометрический класс	I	I.14	II.5	II.3	I.12	I.12	I?
Скорость расширения оболочки, км/с	—	—8000	—7000	—8000	—10 000	—10 000	?
Остаток сверхновой	P 1439—62	P 1459—41	3C.144 Телец A	3C.58	3C.10	3C.358	3C.461 Кассиопея A
Расстояние до остатка, кпс	2—3	4	2	8	5	10?	3

туманность, а П. П. Паренаго и И. С. Шкловский в 1952 г. истолковали ее как остаток сверхновой. Это подтвердилось высокими скоростями расширения туманности, полученными Минковским, первоначально не принявшим эту гипотезу. Дата начала разлета Кассиопеи А — 1657 ± 3 г. (Кампер, Берг (1976)) не сходилась ни с одной известной вспышкой. Только недавно в рукописи Флемстида были найдены сведения о звезде 6-й величины в Кассиопее, относящиеся к августу 1680 г. По-видимому, это более приемлемый вариант, чем вспышка 1592 г., наблюдавшаяся около 100 ночей корейцами.

Ограниченный материал реально наблюдавшихся сверхновых был использован (Тамманн (1977)) для независимой оценки частоты вспышек сверхновых. По пяти сверхновым нашего тысячелетия он получил 7 ± 4 вспышки в столетие. Эти сверхновые расположены в секторе галактической плоскости с центральным углом 50°; кроме того, были введены поправки за «зевки» вспышек в высоких южных географических широтах и в дальних углах сектора из-за влияния поглощения. Однако можно обойтись без поправок, имеющих довольно произвольный характер, если рассматривать шесть вспышек, произошедших за 1800 лет в окрестности радиусом 8 кпс, где все надежно изучено оптическими, рентгеновскими и радиоастрономическими средствами. Две сверхновые (1054 г. и 1181 г.) относятся ко II типу; область распространения сверхновых этого типа — ареал горячих звезд, отмеченный в Галактике радиусом распространения ионизованного водорода (16 кпс), тогда как сверхновые I типа должны вспыхивать во всем ареале нейтрального водорода в Галактике (радиус 21 кпс). С учетом этого получается интервал между вспышками сверхновых I типа 67 лет, II — 225 лет, а без различия типов — две вспышки сверхновых в столетие. Этот пример показывает ненадежность оценок, сделанных на основании анализа ограниченного статистического материала.

§ 6. Исследования остатков сверхновых

Важнейшие открытия и исследования остатков сверхновых, как правило, начинались с самого яркого и богатого деталями объекта — туманности Краб. У нее первой обнаружилось расширение, она же была первым галактическим объектом, отождествленным с сильным радиоис-

точником и, наконец, с сильным рентгеновским источником с оптическим пульсаром в ее центре. Особую роль сыграли исследования оптического и радиоизлучений туманности Краб, в частности, объяснение И. С. Шкловским (1953) механизма ее нетеплового излучения.

На снимках туманность имеет вид аморфного газового сгустка, в котором при фотографировании с красным фильтром проступает сеть тонковолокнистых прожилок, создающих рисунок, напоминающий краба. Неожиданным оказался сплошной спектр, испускаемый аморфной массой, ответственной за 80% излучения. Яркость оптического и радиоизлучений возрастает к центру туманности, где расположен остаток сверхновой — пульсар.

Долгое время туманность Краб была единственной в своем роде туманностью с «сердцевинным», или «кляксоформным», распределением яркости радиоизлучения. Недавно обнаружено более десятка таких же, но более слабых объектов. К этому редкому классу остатков сверхновых относится и источник 3С 58 — остаток вспышки 1181 г., на месте которого лишь совсем недавно Берг обнаружил тонкое газовое волокно, напоминающее своей ломаной формой ярчайшее волокно в туманности Краб.

Большинство же остатков имеет «оболочечную» форму в радиоизлучении, а некоторые и в оптическом излучении. Самый молодой и яркий в радиоизлучении остаток сверхновой Кассиопея А на снимке не образует сплошной аморфной туманности, а состоит из мелких сгустков и волокон. Так же мало деталей и в случае остатков сверхновых Браге и Кеплера. Зато старые оболочки — Петля в Лебеде, IC 443, Симеиз-147, Парус-X и другие имеют великолепно развитые перистые системы прожилок.

Исследование остатков сверхновых шло в разных местах, главным образом в США, СССР и в Южном полушарии. Фотографии остатков получили Минковский, Бааде, позднее ван ден Берг и др. (1973), а в СССР — Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Спектральные работы выполнены Мэйоллом, Вольтье, ван ден Бергом, О'Деллом, Киршнером и др.

В 1958—1970 г. г. в ГАИШ была разработана методика использования электронно-оптических преобразователей для регистрации излучения предельно слабых объектов. С помощью кафедры оптики МГУ были изготовлены контрастные интерференционные фильтры и зеркала из эталонов Фабри — Перо с многослойными диэлектриче-

скими покрытиями. Были развиты два варианта высокочувствительных интерферометров: эталон с ЭОП и устройство для пневматического сканирования интерферограммы с ФЭУ на выходе. С 1965 г. были начаты спектроинтерферометрические исследования остатков сверхновых. Первым успехом здесь было обнаружение П. В. Щегловым (1966) эмиссии корональной линии [Fe X) 6374 Å в Петле в Лебеде, предсказанной И. С. Шкловским в 1962 г. Это послужило независимым подтверждением присутствия высокотемпературной плазмы внутри остатка.

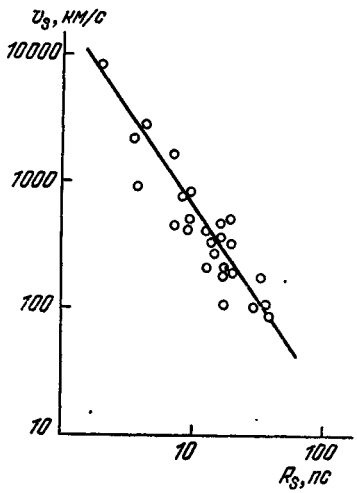


Рис. 40. Зависимость скорости ударной волны v_s от радиуса остатка сверхновой R_s, пересчитанного на расширение в межоблачной среде с единичной плотностью невозмущенного газа (1 см). Кружки и прямолинейная зависимость получены по наблюдениям 26 остатков. Они показывают на адиабатическую стадию расширения наблюдаемых остатков.

Т. А. Лозинская (1980) изучила кинематику 29 остатков (14 остатков она исследовала по своим интерферометрическим наблюдениям). Полученный ею важный вывод состоит в том, что старые оболочки можно рассматривать как эволюционную последовательность однородных объектов, расширяющихся в среде разной плотности по адиабатическому закону (рис. 40).

Количественные исследования спектров остатков сосредоточены вокруг туманности Краб, Кассиопеи А и некоторых старых остатков. Непрерывный спектр имеет только аморфная масса туманности Краб. Спектры волокон всех остатков линейчатые и подобны спектрам газовых туманностей, однако интенсивности линий своеобразны, быть может, вследствие специфических условий в волокнах, а также аномалий химического состава. В спектрах волокон, как и в спектре горячего межзвездного газа, встречаются два рода линий. Одни чувствительны к изменению электронной температуры и служат для ее определения, а другие чувствительны к изменению электронной концентрации и позволяют оценить ее.

Однако одни линии в спектрах дают электронную температуру волокна около 50 000, а другие — только 14 000 К. В волокне как бы рядом присутствуют два температурных слоя: разреженный горячий и плотный холодный с резким переходом между ними. Объяснение этому было найдено С. Б. Пикельнером (1954). По оболочке сверхновой движутся волны сжатия. Нам более знакома их разновидность — звуковые волны, но волны сжатия в остатке сверхновой отличаются тем, что их скорость выше возможной скорости звуковых волн в этой газовой среде. Это ударная волна. В месте, через которое она прошла, температура газа повышается, причем сразу за фронтом ударной волны температура особенно высока: здесь энергия движения волны идет на сжатие газа и превращается в тепловую. Затем горячий газ остывает постепенно, слой, где это происходит (более протяженный), и дает основное свечение в спектрах с температурой 15 000 К, характеризующей газ.

Сведения о химическом составе остатков сверхновых противоречивы. Волокна старых остатков и туманности Краб по химическому составу и по полной массе получаются соответствующими составу и массе межзвездного газа, захваченного в объеме, занятом остатком и сжатому его плазмой в волокна. Специальную проблему представляют сгустки Кассиопеи А. Спектры стационарных конденсаций в ней содержат только линии дублета [N II] и H_α, а спектры быстродвижущихся сгустков — остальные линии спектра волокон без трех названных. В действительности, спектр стационарных сгустков обычен для старых волокон, но остальные слабые линии тонут вследствие сильного поглощения в межзвездной среде, характерного для направленного на Кассиопею А. Быстродвижущиеся же конденсации либо аномальны по химическому составу, либо имеют горячие и холодные зоны. По мнению К. В. Бычкова спектры волокон и других конденсаций можно согласовать и с нормальным химическим составом, если учесть, что по самим конденсациям проходят ударные волны.

§ 7. Радиоизлучение остатков сверхновых

Мы отмечали, что самой главной чертой остатков сверхновых является нетепловой характер их радиоизлучения. Объяснение ему было дано в 1953 г. И. С. Шкловским.

В остатке, указывал он, должно быть сильное магнитное поле, удерживающее выработанные сверхновой релятивистские частицы (т. е. атомные ядра, их осколки, позитроны и электроны, имеющие скорости, близкие к световой, и, следовательно, огромные кинетические энергии). Релятивистская частица в магнитном поле движется по винтовой линии поперек его силовых линий и излучает электромагнитную энергию в виде узкого пучка лучей в направлении своего движения. Излучение такого характера называется *синхротронным*. Заметим, что оно сильнее у легких частиц — электронов и позитронов — и незначительно у ядер. Чем больше энергия частиц, тем короче длина волны излучения. Но большинство частиц имеет малые энергии, и поэтому они сильнее излучают в длинноволновой части спектра и слабее — в коротковолновой. Этим и объясняется нетепловой радиоспектр остатка сверхновой.

И. С. Шкловский пришел к выводу, что непрерывный оптический спектр туманности Краб создается более энергичными релятивистскими электронами, т. е. тоже имеет синхротронную природу. Но если это так, то ее излучение должно быть сильно поляризовано. В 1954 г. оптическая поляризация излучения туманности была обнаружена В. А. Домбровским на Бюраканской обсерватории и М. А. Вашакидзе на Абастуманской обсерватории. С тех пор она детально и многократно исследовалась Бааде, Оортом и др. Это открытие полностью подтвердило синхротронный характер оптического излучения туманности Краб, предсказанный И. С. Шкловским.

Радиоизлучающая стадия остатка сверхновой, несомненно, самая долгая в его эволюции. Около 10 000 лет оболочка разлетается по законам движения материи при сильном взрыве. Это связано с тем, что аккумулированная ее энергия взрыва без существенных пополнений и потерь расходуется на расширение. Примером может служить туманность Краб: она излучает столько энергии, сколько в нее поступает из пульсара, сохраняя энергию самого остатка в неприкосновенности. В физике процесс расширения газа за счет внутренней энергии называется адиабатическим; его закономерности особенно просты, и это облегчает изучение эволюции остатков сверхновых.

При расширении масса оболочки увлекает встречающийся на ее пути межзвездный газ, делясь с ним кинетической энергией, т. е. сообщая ему дополнительную ско-

рость и уменьшая свою. Разлет остатка идет со скоростью выше звуковой; следовательно, его сопровождает ударная волна, за которой остается область сильно нагретой плазмы, сравнительно медленно остывающей и излучающей только в рентгеновской области. Это обстоятельство и сберегает энергию остатка.

Эволюция радиоизлучения остатка при его адиабатическом расширении исследована И. С. Шкловским. По его теории энергии всех релятивистских частиц в остатке уменьшаются со временем в одинаковом отношении. В таком случае, предполагая неизменными полное число релятивистских частиц и полное число магнитных силовых линий в оболочке, можно найти закон изменения интенсивности радиоизлучения в зависимости от радиуса расширяющейся оболочки или от ее возраста, если ее расширение еще не заторможено межзвездной средой. Эта закономерность полностью подтвердилась наблюдениями радиоизлучения сверхновых.

Важным подтверждением выводов И. С. Шкловского было обнаружение предсказанного им систематического ослабления потока радиоизлучения от молодых остатков сверхновых. Для Кассиопеи А оно варьирует в пределах 1—2% в год в согласии с предсказанной величиной 1,7%. Для туманности Краб предсказывались потери всего 0,3% в год, а наблюдения дали такие же значения как самой величины, так и ее погрешности.

И. С. Шкловский вывел формулы для оценки расстояний до старых остатков сверхновых, исходя из угловых размеров радиоисточников и их яркости. Это позволило проводить массовые оценки расстояний до остатков и изучать их как популяцию в Галактике, а именно, выяснять пространственное распределение остатков, определять их возраст и частоту вспышек сверхновых по выборке остатков. Полученные результаты были долгое время основными данными для остатков сверхновых, пока не появились возможности исследования рентгеновского излучения остатков, вызвавшие общую ревизию шкалы возрастов остатков.

Пространственное распределение остатков сверхновых близко к распределению крайне плоского населения Галактики (И. С. Шкловский (1976)), но несомненно содержит смесь сверхновых I и II типов. По-видимому, долгоживущими наблюдаемыми нами остатками являются те, которые образуются в облаках межзвездного газа, а ос-

татки, попавшие в межоблачную среду, быстро исчезают. В этом случае распределение остатков сверхновых отражает просто крайне плоское распределение межзвездного газа.

§ 8. Мягкое рентгеновское излучение остатков сверхновых

Наблюдения в оптической и радиообластях электромагнитного спектра остатков сверхновых дополняются теперь соотношением $E\lambda = 12{,}396$ кэВ · Å. Следовательно, гамма-излучений (короче 0,025 Å). В этих диапазонах удобна энергетическая шкала E вместо волновой λ, вводимая соотношением $E\lambda = 12{,}396$ кэВ · Å. Следовательно, гамма-область начинается выше 500 кэВ. Рентгеновские наблюдения возможны лишь с помощью средств внеатмосферной астрономии — баллонов, ракет и спутников. Гамма-излучение выше 100 ГэВ может приниматься с поверхности Земли приемниками черенковского излучения.

В 1963 г. в туманности Краб был открыт рентгеновский источник, второй по интенсивности на небе. Теперь он изучен вплоть до 150 МэВ и отрывочно даже до 1000 ГэВ. Спектр его оказался синхротронным, но центроид источника не совпадает с центральной звездой туманности Краб, т. е. пульсаром. Важным средством изучения распределения рентгеновского излучения в этой туманности и определения ее размеров, а также выявления деталей была возможность наблюдать покрытие туманности Луной. При этом была обнаружена такая тепловая компонента рентгеновского излучения с энегией около 0,5 кэВ, соответствующая более чем $4 \cdot 10^6$ К.

В остатках близких сверхновых также обнаружено мягкое рентгеновское излучение в области 1—10 кэВ, соответствующее плазме с температурой в несколько миллионов градусов. Кроме того, самопоглощение рентгеновского излучения указывает на степень концентрации плазменных частиц в остатке. Благодаря этому по температуре плазмы оказалось возможным оценивать скорости плазмы за фронтом ударной волны. Если для молодых остатков — Кассиопеи А и Сверхновой Браге — скорости получились согласующимися с наблюдаемыми оценками по оптическим данным, то в старых остатках — Петле в Лебеде, например,— они оказались втрое выше

Таблица 6. **Характеристики остатков сверхновых**

Название остатка, год вспышки	Структура, вид остатка		Расстояние, кпс	Диаметр, пс	Возраст к 1980 г.	Радиоизлучение		Рентгеновские измерения		Оценки средней скорости расширения, км/с
	на фотографиях	по радионаблюдениям				поток радиоизлучения на 1000 МГц, янский	спектральный индекс	светимость*), 10^{36} эрг/с	температура, 10^6 К	
Кассиопея А, 1680	Волокна, сгустки	Оболочечная	3	3,5	300	3100	—0,8	33	15 и 60	5500
Сверхновая Кеплера, 1604	Несколько волокон, сгустки	Оболочечная	10	6,6	376	20	—0,6	30	?	?
Сверхновая Браге, 1572	Несколько волокон	Оболочечная	5	10,7	408	52	—0,6	17	6 и 40	5000
Сверхновая 1181	Несколько волокон	Сердцевинная	8	12	799	35	—0,1	Не обнаруживается		?
Сверхновая 1054	Туманность Краб	Сердцевинная	2	3	926	1000	—0,2	310	?	1200
Сверхновая 1006	Несколько волокон	Оболочечная	4	40	974	25	—0,6	0,2	20	1800
Сверхновая 185	Несколько волокон	Оболочечная	2,5	28	1 795	33	—0,4	17	6	600
IC 443	Волокнистая туманность	Оболочечная	1,5	20	3 400	180	—0,5	1	17	800
Корма А	Волокнистая туманность	Оболочечная	2,2	20	5 000	145	—0,4	60	7	700
Парус X	Волокнистая туманность	Оболочечная	0,5	30	13 000	1800	—0,3	5	4	500
Петля в Лебеде	Волокнистые туманности	Оболочечная	0,8	30	20 000	160	—0,5	16	3	400
НВ 21	Волокнистая туманность	Оболочечная	1,1	35	более 35 000	225	—0,4	1	менее 2	менее 200

*) В интервале от 0,2 до 10 кэВ.

наблюдаемых оптически. Ревизия спектральных наблюдений волокон Петли интерферометрическими средствами (Киршнер, Тэйлор (1976), В. Т. Дорошенко, Т. А. Лозинская (1979)) подтвердила существование высоких скоростей волокон в этом остатке.

После ревизии наблюдаемых скоростей расширения возраст остатков, вычисляемый по формулам, описывающим сильный взрыв, получается меньшим. Сводка характеристик остатков, определенная по наблюдениям всех видов, приводится в табл. 6.

Рентгеновские наблюдения подтвердили также еще одно важное предсказание. По расчетам И. С. Шкловского в остатках с возрастом, превышающим 3000 лет, температура плазмы снижается до уровня, при котором она начинает излучать резонансные линии водородоподобных ионов, в первую очередь линии O VIII 18,97 Å. Это излучение было обнаружено в рентгеновских спектрах ряда старых остатков.

Отметим, что с развитием сильного излучения в линиях процесс остывания остатка ускоряется. Это знаменует конец адиабатической стадии и начало радиационной, т. е. стадии высвечивания остатка. В этой стадии температура остатка постепенно снижается до 10—100 тысяч градусов, а рентгеновское излучение слабеет и может быть обнаружено только в отдельных сгустках еще горячей плазмы. По-видимому, остаток Симеиз 147 и некоторые другие, не обладающие обнаружимым рентгеновским излучением и сильным радиоизлучением, несмотря на близость к нам, находятся уже в радиационной стадии.

Остатками близких сверхновых считаются также «петли» или «отроги», проявляющиеся в изофотах галактического радиоизлучения и образующие малые круги на небесной сфере. Их радиоспектры имеют нетепловой характер, в них встречаются отдельные волокна. И. С. Шкловским и Е. К. Шеффером (1971) было предсказано мягкое рентгеновское излучение от петель. Для самой большой из них оно было действительно обнаружено в 1972 г.

§ 9. Проблемы предсверхновых и их взрывов

Явления, связанные со сверхновыми, говорят о быстром выделении гигантских энергий (10^{50}—10^{52} эрг), т. е. о сильном взрыве как причине этого феномена. Но пока невозможно указать конкретную звезду, которая должна

вскоре взорваться в качестве сверхновой. Приходится «лепить» модели предсверхновых, исходя из физических и статистических свойств сверхновых и теории звездной эволюции.

В предсверхновых взаимодействуют два основных механизма высвобождения больших количеств энергии: гравитационное сжатие создает высокие температуры и давления, а в образующихся условиях идут термоядерные реакции между ядрами водорода и ядрами легких элементов (углерод, кислород, азот и др.), приобретающие в этих условиях взрывной характер. Но необходимые условия для взрывов складываются только в звездах, полностью прошедших термоядерную стадию эволюции и имеющих в ее конце массы, превышающие предел в $1{,}2\,\mathfrak{M}_\odot$ (звезды меньших масс превращаются в белые карлики без взрыва). Предполагается, таким образом, что предсверхновыми являются звезды, имеющие к концу своей ядерной стадии эволюции массы между 1,2 и $2\,\mathfrak{M}_\odot$. Однако, когда они были молодыми, то могли обладать значительно бо́льшими массами, которые были потеряны вследствие истечения в межзвездную среду за счет звездного ветра, раздувания оболочек в планетарные туманности и т. д.

Согласно теории внутреннего строения и эволюции звезд, легкие ядра в предсверхновой образуют несколько последовательных зон, представляющих собой реликты действовавших прежде ядерных реакций. Главная реакция шла, естественно, в центре, где была наивысшая температура, но когда в нем появлялась зона из ядер железа, то, несмотря на повышение температуры вследствие сжатия звезды, могли идти уже только реакции с поглощением энергии, т. е. возникала «холодильная машина», поглощавшая энергию, выделяемую при сжатии.

Если масса предсверхновой не превышает $2\,\mathfrak{M}_\odot$, то сжатие останавливается вследствие упругости атомных ядер, когда плотность недр достигнет уровня ядерной (10^{12} г/см^3). В центре звезды образуется нейтронная звезда (ее масса примерно равна или меньше $\mathfrak{M}_\odot$), а падающие к центру наружные слои, наткнувшись на упругую преграду, рождают ударную волну, выносящую их вещество наружу, что мы видим как явление сверхновой.

Но ядерные реакции в центре рождают множество нейтрино, которые уносят из недр значительную часть энергии и, возможно, могут стать главной «холодильной машиной», поддерживающей непрекращающееся сжатие

(коллапс) еще до образования железной зоны в центре. Мы привыкли к представлению о нейтрино как о всепроникающих частицах, но в условиях массивной звезды они, оказывается, не преодолевают беспрепятственно ее недра и поглощаются в зонах ядер легких элементов. Принесенная ими энергия резко повышает температуру этих слоев и создает условия для быстрых термоядерных реакций на легких ядрах, в результате чего происходит взрыв, выбрасывающий оболочку звезды. Таким образом, участие нейтрино может привести к иному механизму взрыва и не так категорически требует ограничения массы предсверхновой двумя массами Солнца. Мыслимы случаи, когда вследствие наличия нейтрино предсверхновые взрываются и разлетаются без остатка или выбрасывается оболочка массой в несколько $\mathfrak{M}_\odot$, а центральный остаток в зависимости от его массы превращается в нейтронную звезду или черную дыру (Колгейт, Уайт, (1966), Н. Л. Иванова и др. (1969), С. С. Герштейн и др. (1978)).

Сброс оболочки может быть связан не только с отражением ударной волны от центрального остатка, но и с закручиванием силовых линий магнитного поля быстро вращающегося остатка. Показана также возможность явления сверхновой при медленном выделении энергии без сильного взрыва (Д. К. Надеждин, В. П. Утробин (1976)).

Однако статистика сверхновых I типа преподносит исследователям парадокс: они вспыхивают в эллиптических галактиках, где нет одиночных звезд с массами более 0,8 $\mathfrak{M}_\odot$. И. С. Шкловский (1978) считает, что компоненты тесных двойных звезд вспыхивают так же, как сверхновые I типа. Если одна из компонент имеет массу в несколько десятков солнечных, то в ходе эволюции она обменивается массами со спутником. В общем этот процесс примерно в два раза удлиняет сроки эволюции тесной пары по сравнению с одиночной звездой подобной массы. Поэтому мы и видим в эллиптических галактиках сверхновые.

Итак, пока нет полной теории взрывов сверхновых, нет единых взглядов на процессы, развивающиеся в них, и по отдельным аспектам явления имеются разные интерпретации, носящие схематический характер. Это в значительной мере отражает недостаточно полное решение проблем самой астрофизики, с актуальными вопросами которой тематика сверхновых тесно переплетена.

ЛИТЕРАТУРА

Барбон, 1968 — *Barbon R.*— Ap. J., v. 73, p. 1016.
Бренч, Пэтчетт, 1973 — *Branch D., Patchett B.*—MNRAS, v. 161 p. 7.
Ван ден Берг и др., 1973 — *van den Bergh S., Marscher A. P., Terzian Y.*— Ap. J., Suppl., v. 26, N 227, p. 19.
Дорошенко В. Т., Лозинская Т. А., 1977 — Письма АЖ, т. 3, с. 541.
Кампер, Ван ден Берг, 1976 — *Kamper K., van den Bergh S.*— Ap. J. Suppl. v. 32, N 2, p. 351.
Киршнер и др., 1973 — *Kirshner R. P., Oke J. B., Penston M. V., Searle L.* — Ap. J., v. 185, p. 303.
Киршнер, Тэйлор, 1976 — *Kirshner R. P., Taylor K.*— Ap. J., v. 208, p. L83.
Кларк, Стефенсон, 1977 — *Clark D. H., Stephenson F. R.* The Historical Supernovae.— N. Y.: Pergamon Press.
Колгейт, Уайт, 1966— *Colgate S. A., White R. H.*— Ap. J., v. 143, p. 26.
Кукаркин Б. В., Холопов П. Н., Псковский Ю. П. и др.,1971 — Общий каталог переменных звезд. — 3-е изд.— М.: Наука, т. III, Дополнения I (1972), II (1974), III (1976).
Куликовский П. Г., 1944 — АЖ, т. 21, с. 211.
Лозинская Т. А., 1980 — Astr. Ap. J., v. 84, p. 26.
Маза, ван ден Берг, 1975 — *Maza J., van den Bergh S.*— Ap. J., v. 204, p. 519.
Мак Лафлин, 1959 — *Mc Laughlin D. B.*— Ap. J. v. 64, p. 130.
Мустель Э. Р. 1971 — АЖ, т. 48, с. 665.
Мустель Э. Р., 1978 — Ap. Sp. Sci., v. 58, p. 41.
Мустель Э. Р., Чугай Н. Н., 1975 — Ap. Sp. Sci., v. 32, p. 25.
Оук, Серл, 1974 — *Oke J. B., Searle L.*— An. Rev. Astr. Ap., v. 12, p. 325.
Пикельнер С. Б., 1954 — Изв. КрАО, т. 12, с. 93.
Псковский Ю. П., 1968 — АЖ, т. 45, с. 1160.
Псковский Ю. П., 1977 — Письма АЖ, т. 3, с. 403.
Псковский Ю. П., 1978 — АЖ, т. 55, с. 737.
Тамманн, 1970 — *Tammann G. A.*— Astr. Ap., v. 8, p. 458.
Тамманн, 1974 — *Tamman G. A.* Supernovae and Supernova Remnants/ed. Cosmovici C. B.— Dordrecht, p. 155.
Тамманн, 1977 — *Tamman G. A.*, Supernovae/ed. Schramm D. N.— Dordrecht: p. 95.
Тинсли, 1975 — *Tinsley B. M.*— PASP, v. 87, c. 837.
Тримбл, 1968 — *Trimble V.*— Ap. J., v. 73, p. 525.
Шкловский И. С., 1953 — ДАН, т. 91, с. 475; АЖ, т. 30, с. 577.
Шкловский И. С., 1976 — Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы.— 2-е изд.— М.: Наука.
Шкловский И. С., Шеффер Е. К., 1971 — Nature, v. 231, p. 173.
Щеглов П. В., 1966 — АЦ, № 395, с. 2.
Цвикки, 1938, 1942 — *Zwicky F.*, Ap. J., v. 88, p. 529; v. 96, p. 28.
Герштейн С. С., Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Холопов М. Ю., Чечеткин В. М., 1978 — Препринт ИПМ № 104.
Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Надежин Д. К., 1969 — Научн. Инф. Астросовета АН СССР, т. 13, с. 3.

Глава III

ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Очерк 1

ТИПЫ ЗВЕЗДНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ

Н. Н. САМУСЬ

Переменность блеска — явление, широко распространенное в звездном мире. В широком смысле слова физическими переменными звездами оказываются вообще все звезды: все они с большей или меньшей скоростью меняют блеск в силу процессов эволюции, многие из них пульсируют, испытывают вспышки и т. п. Кроме того, многие звезды оказываются переменными в силу своей двойственности (затменные переменные, а также двойные звезды, не показывающие затмений, но меняющие блеск в течение орбитального периода из-за отличия формы компонентов от сферической). Конечно, столь широкий смысл в понятие переменной звезды обычно не вкладывают: неявно накладывают ограничения на амплитуду и скорость изменения блеска, связанные с достигнутой точностью наблюдений.

Не претендуя на строгость определения, можно сказать, что звезда считается переменной, если освещенность, создаваемая ею за пределами земной атмосферы, изменяется настолько, что при современном уровне наблюдательной техники и соответствующей точности измерений это можно обнаружить при наземных наблюдениях за период времени, охватываемый наблюдениями такой точности. В недалеком будущем появится возможность исключить требование наземной обнаружимости. Естественно, что для отнесения звезды к разряду переменных не обязательно, чтобы блеск менялся в наше время; достаточно, чтобы он когда-то менялся в обнаружимых в те времена масштабах. Напрашивающиеся ограничения нашей формулировки (например, указания, что име-

ются в виду колебания, а не просто изменения блеска, или изменения блеска неэволюционного характера) не вполне приемлемы, так как они не охватывают реально наблюдавшихся случаев длительного монотонного изменения блеска (FG Sge), усиления яркости без последующего возврата к первоначальной (FU Ori), а также вспышек сверхновых, единодушно считающихся в наше время имеющими существенное эволюционное значение.

Большое значение исследований переменных звезд для астрономии имеет ряд причин, четко сформулированных Б. В. Кукаркиным (1949):

«Во-первых, своими колебаниями блеска переменные звезды сами заявляют о своем существовании как объектов особенных. Методика открытия переменных звезд и их дальнейшей классификации не требует сложной специальной аппаратуры и мощных телескопов, необходимых для соответствующей классификации постоянных звезд...

Во-вторых, обнаруженные у переменных звезд закономерности, связывающие их абсолютные величины с физическими характеристиками, дают возможность определять расстояние до каждой из них...

В-третьих, исследование физических процессов, развивающихся в атмосферах переменных звезд, а, может быть, и в их недрах, дает неисчерпаемый материал для понимания природы строения звезд. Сопоставление этих данных с пространственными и возрастными характеристиками сулит очень большие возможности в отношении понимания процессов развития звезд.

Наконец, в-четвертых, затменные переменные звезды представляют собой «поставщиков» наиболее полных данных о звездах вообще. Размеры, массы, поверхностные температуры, плотности, светимости звезд, законы распределения яркости по звездным дискам, законы отражения света в звездных атмосферах, строение звездных атмосфер, законы распределения плотностей внутри звезд — вот краткий перечень сведений, которые дает нам всестороннее изучение затменных переменных звезд».

Эти слова Б. В. Кукаркина в целом вполне применимы и сегодня; в прошедшее со времени их написания тридцатилетие значение переменных звезд для исследования звездной структуры и эволюции, строения и развития звездных систем еще более повысилось. Естественно, что интерес к переменным звездам по-прежнему велик.

Полная реализация всех возможностей, которые дают астрономам исследования переменных звезд, требует систематизации всей имеющейся информации об этих звездах, и прежде всего наличия подробных каталогов переменных звезд. Необходимость каталогизации переменных звезд была осознана давно, и первый каталог, содержащий всего 12 объектов, был составлен еще в 1786 г. Пиготтом. Табл. 7 иллюстрирует возрастание чис-

Таблица 7. **Некоторые каталоги переменных звезд и звезд, заподозренных в переменности**

Переменные звезды				Звезды, заподозренные в переменности			
год издания	автор	страна	число звезд	год издания	автор	страна	число звезд
1786	Э. Пиготт	Англия	12	1884	Дж. Гор	Англия	736
1844	Ф. Аргеландер	Пруссия (Рейнская область)	18	1929	Е. Циннер	Германия	2191
1926	Р. Прагор	Германия	2906	1934	Р. Прагер	Германия	2428
1943	Х. Шнеллер	Германия	9476	1937	Р. Прагер	Германия	3401

ла внесенных в каталоги переменных звезд и звезд, заподозренных в переменности, с 1786 г. до начала публикации каталогов переменных звезд в СССР (каждый последующий каталог переменных звезд включает все звезды предыдущих; каталоги звезд, заподозренных в переменности, изданные Е. Циннером и Р. Прагером, не заменяют, а дополняют друг друга).

После Второй мировой войны перед астрономами мира встал вопрос: какая страна заменит Германию в деле регулярного составления и публикации каталогов переменных звезд? Ознакомившись с возможностями различных астрономических учреждений, Исполком Международного астрономического союза (МАС) поручил в 1946 г. эту работу советским астрономам — Государственному астрономическому институту им. П. К. Штернберга и Комиссии переменных звезд АН СССР (сейчас в АН СССР работой по составлению каталогов занимается Группа по изучению нестационарных объектов Астросовета). Решение МАС основывалось на том, что к 40-м годам в ГАИШ уже была собрана подробная картотека, содержащая по существу все опубликованные

данные по известным переменным звездам, и кроме того, в ГАИШ и в АН СССР существовали сильные коллективы исследователей переменных звезд.

Работа по каталогизации переменных звезд, ведущаяся в ГАИШ и в Астросовете, предусматривает следующие мероприятия:

1) систематическое пополнение карточного каталога, содержащего по возможности полную библиографию исследований каждой переменной звезды и все важнейшие сведения о них;

2) регулярную (раз в 10—15 лет) публикацию Общего каталога переменных звезд (ОКПЗ), полностью заменяющего предыдущее издание;

3) в промежутках между очередными изданиями ОКПЗ — регулярную публикацию дополнений к нему;

4) регулярную подготовку и публикацию Каталогов звезд, заподозренных в переменности блеска;

5) ежегодное составление и публикацию списков звезд, вновь отнесенных к категории переменных и получивших соответствующие обозначения;

6) постепенный перевод информации о переменных звездах на магнитную ленту для ее последующей обработки на ЭВМ, включая подготовку каталогов к печати.

Данные об изданных в СССР каталогах приводятся в табл. 8. По-прежнему каждое новое издание ОКПЗ включает в себя все звезды предыдущих (в том числе довоенных) изданий. Советские каталоги звезд, заподозренных в переменности блеска, полностью заменяют довоенные издания, но каталог 1965 г. не заменяет, а дополняет каталог 1951 г.

В настоящее время в ГАИШ и в Астросовете ведется подготовка 4-го издания ОКПЗ и завершается работа над новым каталогом звезд, заподозренных в переменности блеска (NSV), который заменит ранее изданные каталоги этих звезд. Основная таблица NSV полностью подготовлена к печати на ЭВМ. Работой по составлению ОКПЗ и NSV в настоящее время руководит П. Н. Холопов.

Подготовка каталогов далеко не сводится к сбору опубликованной информации и приведению ее к единой форме, а также к составлению примечаний, особенно обширных в случае пекулярных переменных. Составители каталога во многих случаях вынуждены проводить дополнительную обработку наблюдений, выводить новые

элементы изменения блеска. Кроме того, приходится проводить отождествление с многочисленными каталогами и картами, так как эта работа, а также определение координат переменных, не всегда удовлетворительно выполняется первооткрывателями и исследователями. Огромное внимание уделяется также вопросам разработки и последовательного проведения в каталоге единой системы классификации переменных звезд.

Таблица 8. **Каталоги, изданные в СССР**

Переменные звезды			
год издания	авторы	количество томов в каталоге	число звезд
1947	Б. В. Кукаркин, П. П. Паренаго	1	10 930
1958	Б. В. Кукаркин, П. П. Паренаго, Ю. И. Ефремов, П. Н. Холопов	2	14 708
1969—1971	Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. И. Медведева, Н. Б. Перова, В. П. Федорович, М. С. Фролов	3	20 437
Звезды, заподозренные в переменности			
год издания	авторы		число звезд
1951	Б. В. Кукаркин, П. П. Паренаго, Ю. И. Ефремов, П. Н. Холопов		8134
1965	Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. Е. Курочкин		3907

Принятое в каталоге деление переменных звезд по типам переменности постепенно меняется от издания к изданию. Общая тенденция этого процесса — переход от чисто морфологических (основанных исключительно на форме кривой блеска и продолжительности периода) систем классификации к системам, все более наполненным физическим содержанием, учитывающим эволюционное место звезды, ее принадлежность к той или иной составляющей Галактики. К сожалению, полный переход к физической классификации пока не представляется возможным, так как потребовал бы для каждой звезды обя-

зательного проведения подробных фотометрического, спектрального и астрометрического исследований.

Систему классификации, принятую в 3-м издании ОКПЗ (с учетом дополнений к нему), можно охарактеризовать вкратце следующим образом.

Выделены три больших класса переменных звезд: пульсирующие переменные, эруптивные переменные (в этот класс включены звезды, относимые некоторыми авторами к «взрывным переменным», и ряд других типов звезд), затменные переменные (включая переменные двойные звезды с эллипсоидальными компонентами, не показывающие затмений). Классы подразделяются на типы, некоторые типы — на подтипы.

Класс пульсирующих переменных звезд включает в себя следующие типы:

1. Долгопериодические цефеиды (Cep), пульсирующие переменные высокой светимости с периодами от 1 до 50—70 суток. Этот тип делится на подтипы классических цефеид (Cδ), принадлежащих к плоской составляющей Галактики, и звезд типа W Девы (CW), входящих в сферическую составляющую. Некоторые звезды подтипа Cδ входят в состав рассеянных звездных скоплений, некоторые звезды подтипа CW — в состав шаровых скоплений.

2. Медленные неправильные переменные звезды (L); подтип Lb включает гиганты поздних спектральных классов (K, M, C, S), подтип Lc — сверхгиганты поздних спектральных классов.

3. Звезды типа Миры Кита (M) — звезды-гиганты с эмиссионными спектрами поздних спектральных классов (Me, Ce, Se), меняющие блеск с хорошо выраженной периодичностью ($P \sim 80$—1000 суток). Для отнесения переменной звезды к типу M необходимо, чтобы амплитуда изменения блеска в фотографических лучах превышала $2^m,5$.

4. Полуправильные переменные (SR) — гиганты или сверхгиганты, меняющие блеск с заметной периодичностью, сопровождаемой или временами нарушаемой различными неправильностями в изменении блеска. Подтип SRa включает гиганты спектральных классов M, C и S, сравнительно устойчиво сохраняющие периодичность, но имеющие, в отличие от звезд типа M, амплитуды менее $2^m,5$. В подтип SRb также входят M-, C- и S-гиганты, характеризующиеся, однако, плохо выраженной периодичностью. Подтип SRc составлен из полуправильных пере-

менных сверхгигантов поздних классов, представителей плоской составляющей Галактики. Наконец, в подтип SRd входят полуправильные переменные гиганты и сверхгиганты спектральных классов F, G, K.

5. Переменные типа RR Лиры (RR) — пульсирующие гиганты спектрального класса A (редко F) с периодами от $0^d,05$ до $1^d,2$ и амплитудами, не превышающими $1^m - 2^m$. Большинство из них относится к сферической составляющей Галактики. Звезды типа RR в значительных количествах встречаются в некоторых шаровых скоплениях. По признакам продолжительности периода, значений амплитуды и асимметрии кривой блеска переменные типа RR делятся на подтипы RRab и RRc. Выделен также подтип RRs, включающий переменные с периодами, не превышающими $0^d,21$; звезды этого подтипа, в отличие от большинства звезд типа RR, относятся к населению диска.

6. Переменные сверхгиганты типа RV Тельца (RV), показывающие кривые блеска, состоящие из двойных волн с чередующимися главными и вторичными минимумами. Если двойные волны накладываются на более медленные периодические изменения среднего блеска, звезду относят к подтипу RVb, в случае постоянства среднего блеска — к подтипу RVa.

7. Переменные типа β Цефея, или типа β Большого Пса (βC),— звезды спектральных классов B0 — B3 обычно III—IV класса светимости, с периодами $0^d,1-0^d,6$ и амплитудами около $0^m,1$.

8. Переменные звезды типа δ Щита (δ Sct)— звезды с периодами, не превышающими $0^d,2$, и амплитудами не более $0^m,3$, относящиеся к спектральным классам A (поздние подклассы) или F. От звезд подтипа RRs отделяются по признаку малой амплитуды.

9. Переменные типа ZZ Кита (ZZ)— пульсирующие белые карлики.

10. Условно относимые к пульсирующим звездам магнитные переменные типа α^2 Гончих Псов (α CV), звезды спектрального класса Ap с типичными периодами $1^d - 25^d$ и амплитудами до $0^m,1$.

Класс эруптивных переменных делится на два больших подкласса. Первый подкласс (неправильные переменные, связанные с диффузными туманностями, и быстрые неправильные) включает переменные типа UV Кита (UV) — звезды спектрального класса d Me, испытывающие крат-

ковременные вспышки значительной амплитуды, а также сходные с ними во многих отношениях звезды подтипа UVn — вспышечные переменные, связанные с диффузными туманностями, и переменные типа BY Дракона (BY) — эмиссионные звезды поздних спектральных классов, показывающие периодические изменения блеска с переменной амплитудой и меняющейся формой кривой блеска, по-видимому, вследствие осевого вращения звезды с запятненной поверхностью. Остальные типы звезд первого подкласса обозначаются символами, образованными сочетанием буквы I (неправильная переменная) и комбинации букв a, b, n, T и s, каждая из которых относится к какому-либо из возможных признаков неправильной переменной. Так, буквы a и b относятся к спектральному классу звезды (a — спектральный класс O — A; b — спектральный класс F — M). Буква n символизирует связь с диффузными туманностями, буква s — быструю переменность. Буква T описывает характерный эмиссионный спектр типа спектра T Тельца. Примеры возможных обозначений в этой системе — Isa (быстрая неправильная переменная раннего спектрального класса) или InT (неправильная переменная типа T Тельца, связанная с диффузной туманностью).

Второй подкласс (новые и новоподобные переменные) включает следующие типы:

1. Новые звезды (N) — горячие карлики, внезапно увеличивающие свой блеск на 7^m—16^m, который затем медленно ослабевает до первоначальной величины. В зависимости от скорости развития, прежде всего падения блеска, новые относят к одному из подтипов — Na (быстрые), Nb (медленные), Nc (очень медленные). Если у новой наблюдалось более одной вспышки, ее относят к подтипу повторных новых (Nr).

2. Новоподобные звезды (Nl) — разнородный класс объектов, напоминающих новые характером изменения блеска или спектральными особенностями.

3. Симбиотические переменные типа Z And — звезды, имеющие составные спектры.

4. Переменные типа R Северной Короны (RCB) — звезды высокой светимости, временами показывающие непериодические ослабления блеска различной, иногда очень большой (до 9^m) амплитуды.

5. Переменные типа U Близнецов (UG) — карлики, временами за 1—2 суток увеличивающие блеск на 2^m — 6^m

и затем за несколько суток (или десятков суток) возвращающиеся к первоначальной его величине.

6. Переменные типа Z Cam, отличающиеся от звезд типа UG тем, что иногда после вспышки их блеск уменьшается не до минимального, а до некоторого промежуточного состояния, в котором звезда может находиться продолжительное время.

7. Сверхновые (SN) — звезды, характеризующиеся огромными амплитудами изменения блеска (20^m и более).

8. Переменные типа S Золотой Рыбы (SD) — звезды, относящиеся к числу звезд самой высокой светимости. Они имеют спектральные классы Breq — Freq и показывают значительные неправильные изменения блеска.

9. Переменные типа γ Кассиопеи (γC) — быстро вращающиеся звезды, меняющие блеск в связи с процессами выбрасывания оболочки из экваториальной зоны. Относятся к классу Be, класс светимости — III—V.

Наконец, класс затменно-двойных звезд состоит из трех типов: собственно затменных переменных (E) и одного типа переменных двойных звезд, не показывающих затмений:

1. EA — затменные переменные типа Алголя, кривые блеска которых позволяют фиксировать моменты начала и конца затмений; в промежутках между затмениями блеск обычно практически не меняется.

2. EB — затменные звезды типа β Лиры. Двойные звезды с эллипсоидальными компонентами, непрерывно меняющие блеск, в том числе и в промежутках между затмениями. Обязательно наблюдается вторичный минимум. Периоды, как правило, больше 1^d.

3. EW — затменные переменные типа W Большой Медведицы. Контактные системы звезд спектральных классов F и более поздних; имеют периоды менее 1^d и амплитуды обычно меньше $0^m,8$.

4. Эллипсоидальные переменные (Ell) — двойные системы, не показывающие затмений: их наблюдаемый блеск меняется из-за изменений обращенной к наблюдателю площади излучающей поверхности звезды нешаровой формы. Нередко изменения блеска имеют очень малые амплитуды.

Наиболее близка к физической классификация пульсирующих переменных звезд. Цефеиды плоской составляющей Галактики (Cδ), например, входят в подтип, обособленный от цефеид сферической составляющей (CW).

Для звезд типа RR Лиры старая морфологическая классификация Бейли (подтипы a, b и c с различными амплитудами переменности и различными степенями асимметрии кривой блеска) усовершенствована с учетом современного состояния теории звездных пульсаций: введен объединенный подтип RRab, состоящий из звезд, пульсирующих в основном тоне, и обособленный от звезд подтипа RRc, пульсирующих в первом обертоне. Многие другие типы пульсирующих переменных также вполне определенным образом выделяются физически. В то же время даже для пульсирующих звезд степень проведения физической классификации не является достаточной. Ряд типов (тип Миры Кита — M, тип RV Тельца — RV, медленные неправильные переменные — L и др.), по-видимому, включает объекты, разнородные по возрасту, химическому составу, принадлежности к населениям Галактики. Для 225 (из общего числа 706) цефеид в 3-м издании ОКПЗ не удалось определить подтип (и, следовательно, тип галактического населения). Принятый в каталоге подтип RRs («карликовые цефеиды») фактически не входит в тип RR Лиры, прочие подтипы которого, в отличие от RRs, характеризуются принадлежностью к сферической составляющей. Граница между «карликовыми цефеидами» и переменными типа δ Щита проведена по произвольно выбранному значению амплитуды; между звездами типа Миры Кита и полуправильными переменными подтипа SRa граница по амплитуде также выбрана в значительной степени произвольно.

Классификация эруптивных переменных звезд по своим принципам остается преимущественно морфологической, хотя, по-видимому, в целом ряде случаев удалось морфологическим путем выделить группы звезд, вполне определенные физически. Многие типы (новые, звезды типа UG и т. д.), однако, состоят из объектов, встречающихся в звездных группировках самого различного возраста.

Принятая в 3-м издании ОКПЗ классификация затменных переменных — почти полностью морфологическая. Границы между типами не являются вполне определенными (звезда может даже быть отнесена к разным типам на основании наблюдений на разных длинах волн). Лишь тип EW, по-видимому, достаточно удачен в отношении требований, предъявляемых к физической классификации.

Само деление на три класса также оказывается в известной степени условным. Например, для некоторых типов, традиционно относимых к пульсирующим переменным, в литературе встречаются иные суждения о природе переменности. Так, Оджерс в 50-е годы развил в сущности эруптивную модель переменности звезд типа βC. Сомнения в том, что звезды типа Миры Кита пульсируют, высказывали многие авторы (в последний раз в 1977 г. Уоллерстейн). Ряд типов условно отнесен к пульсирующим, эруптивным или затменным переменным, хотя нет серьезных оснований говорить о пульсациях, эруптивной активности или затмениях как основной причине их переменности. По современным представлениям большинство звезд этих типов меняет блеск в силу таких причин, как изменение вида вращающейся звезды с запятненной поверхностью (тип α CV, условно отнесенный пока к пульсирующим, тип BY, относимый к эруптивным переменным) или с формой, отличающейся от сферической (двойные системы — переменные типа Ell, условно относимые к затменным).

Составители ОКПЗ постоянно работают над совершенствованием системы классификации, в частности, имея в виду высказанные выше соображения. Так, в ближайших изданиях ОКПЗ и NSV подтип RRs будет слит с типом δ Sct (с выделением небольшого числа карликовых цефеид, сходных с SX Phe и AI Vel, в отдельный тип). В ближайшем будущем планируется также значительная детализация системы классификации затменных переменных.

Но, по-видимому, сколь бы детально разработанной ни была система классификации переменных звезд, всегда найдутся уникальные звезды, которые эта система не вместит. В 3-м издании ОКПЗ таких звезд за пределами классификации оказалось 35; они обозначены звездочкой в столбце «Тип» основной таблицы. В их числе такие замечательные переменные звезды, как FG Стрелы, FU Ориона, V 725 Стрельца, KR Возничего и др. Некоторые из них впоследствии станут родоначальниками новых типов переменных звезд, на смену им придут новые уникальные объекты. Некоторые же звезды так надолго и останутся не имеющими себе подобных. Изучение уникальных переменных звезд — интереснейшая задача, ее решение способно далеко продвинуть наши знания о звездной переменности вообще. Но для того чтобы только

поставить такую задачу, необходимо было изучить тысячи обычных переменных звезд и выделить немногие десятки объектов, не укладывающихся в простые классификационные схемы.

Третье издание ОКПЗ включает в себя, помимо информации о переменных звездах нашей Галактики, данные о внегалактических сверхновых, о пульсарах, переменных квазарах и ядрах галактик. Астрономы ГАИШ внесли значительный вклад в дело изучения этих объектов. На Крымской станции ГАИШ систематически ведется фотографирование избранных областей неба в порядке Службы сверхновых, открыто несколько сверхновых звезд. Большой цикл работ, посвященных исследованиям сверхновых, выполнен Ю. П. Псковским; ему удалось значительно продвинуться вперед в решении задачи расшифровки спектров сверхновых I типа, а также в вопросе о классификации сверхновых по фотометрическим критериям. А. С. Шаров и Ю. Н. Ефремов в 60-е годы в числе первых открыли переменность квазара 3С 273, и с тех пор оптически переменные квазары систематически изучаются в ГАИШ. Электрофотометрические наблюдения переменных квазаров и ядер галактик систематически ведутся на Крымской станции ГАИШ В. М. Лютым и другими наблюдателями.

Очерк 2

ЗВЕЗДЫ ТИПА RR ЛИРЫ

Н. Н. САМУСЬ

Положение пульсирующих переменных различных типов на диаграмме Герцшпрунга — Рессела показано на рис. 41 (Ю. Н. Ефремов (1974)).

Пульсирующие переменные большинства типов располагаются в основной (цефеидной) полосе нестабильности. Механизм возбуждения пульсаций цефеид и других пульсирующих переменных в той же полосе нестабильности, связанный с клапанным действием зоны двукратной критической ионизации гелия, был предложен в конце 40-х годов советским физиком С. А. Жевакиным. Обзоры состояния теории пульсаций в цефеидной полосе нестабильности публиковались неоднократно (Кристи (1966), С. А. Жевакин (1970), Кокс (1974) и др.). Выявилось, в частности, что при определяющей роли зоны двукрат-

ной критической ионизации гелия существенным для возникновения отрицательной диссипации, необходимой для поддержания колебаний, оказывается и действие зоны критической ионизации водорода, как это показал Кристи.

Механизмы возбуждения пульсаций переменных, не попадающих в цефеидную полосу нестабильности, в

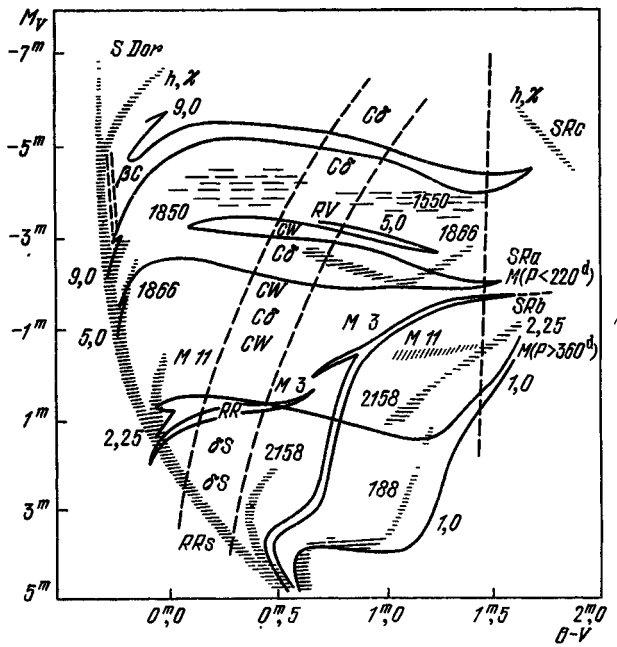


Рис. 41. Положение пульсирующих переменных звезд различных типов на диаграмме Герцшпрунга — Рессела.

сущности мало изучены. Интересно, что для звезд типа βC (образующих на диаграмме Герцшпрунга — Рессела особую полосу нестабильности в области более ранних спектральных классов) Стеллингверфу в 1979 г. удалось предложить механизм возбуждения пульсаций, учитывающий, помимо традиционных зон двукратной критической ионизации гелия и критической ионизации водорода, дополнительную зону «отрицательной диссипации» энергии (т. е. зону, в которой тепловая энергия преобразуется в энергию колебаний), связанную с небольшим локаль-

ным максимумом непрозрачности, обусловленным совпадением в данной зоне максимума потока фотонов с частотой, соответствующей границе второй ионизации гелия.

Среди пульсирующих переменных звезд, входящих в ОКПЗ, одно из первых мест по численности занимают звезды типа RR Лиры. В 3-м издании ОКПЗ их 4433 из общего числа пульсирующих переменных 13 782. Более многочисленны лишь звезды типа Миры Кита — 4566, но число невыявленных переменных последнего типа среди достаточно ярких звезд уже относительно невелико; вероятно, в недалеком будущем звезды типа RR Лиры станут самой распространенной разновидностью пульсирующих переменных в каталогах переменных звезд.

Звезды типа RR Лиры принадлежат к числу переменных в цефеидной полосе нестабильности. Если не включать в число переменных этого типа звезды подтипа RRs (что и будет сделано в последующих изданиях ОКПЗ), то можно достаточно определенным образом охарактеризовать и эволюционное место звезд типа RR Лиры. Они находятся на той же эволюционной стадии, что и звезды горизонтальной ветви шаровых скоплений (стадия гелиевого термоядерного источника энергии в центральной области звезды и более удаленного от центра слоевого водородного источника энергии). Звезды типа RR Лиры — наиболее часто встречающийся тип переменных звезд в шаровых скоплениях.

Как известно, шаровые скопления — наиболее характерные представители населения сферической составляющей Галактики. Естественно предположить, что звезды типа RR Лиры галактического поля также относятся к сферической составляющей. Исследования уже давно в общем подтвердили это предположение (Б. В. Кукаркин (1949)). В то же время в 50—60-е годы Е. Д. Павловская, а также Вулли с группой соавторов, выявили определенные признаки неоднородности ансамбля звезд типа RR Лиры в кинематическом отношении. Кроме того, как было замечено в 1944 г. П. Н. Холоповым, имеются различия между распределениями по периодам переменных типа RR Лиры в галактическом поле и в шаровых скоплениях: в скоплениях не встречаются переменные с периодами от $0^d,425$ до $0^d,435$, имеющиеся в немалом количестве в галактическом поле. В шаровых скоплениях звезды подтипа RRab обладают периодами $P > 0^d,43$, тогда как в поле изредка встречаются звезды с типичными

характеристиками подтипа RRab (большие амплитуды, асимметричные кривые блеска) с $P < 0^d,43$. Новые наблюдения большого числа таких звезд, выполненные в 1975 г. С. Ю. Шугаровым, показали, что для многих из них противоречия между типом и периодом связаны с неправильным определением периода (значение периода следует заменить на сопряженное), однако, несомненно, существует ряд хорошо изученных звезд, для которых указанное противоречие реально. Для таких звезд характерна заметная концентрация к галактической плоскости; содержание тяжелых элементов обычно не столь мало, как у большинства звезд типа RR Лиры в поле и в шаровых скоплениях. Вопрос об эволюционном месте «аномальных» звезд типа RR Лиры нельзя считать окончательно выясненным, неизвестно, совпадает ли оно с эволюционным местом обычных звезд этого типа.

Звезды типа RR Лиры широко используются для изучения строения и кинематики сферической и промежуточной составляющих Галактики, причем решающее значение имеют правильные данные об абсолютной величине этих переменных. Как известно, на протяжении десятилетий для звезд типа RR Лиры принималось «формально удобное» для расчетов модулей расстояния значение $M_{pg} = 0^m,0$. Е. Д. Павловской в 1953 г. удалось показать, что звезды типа RR Лиры заметно слабее, чем считалось ($M_{pg} = 0^m,58 \pm 0^m,18$). Этот важнейший результат в целом подтвердился всеми последующими исследованиями. Имеются указания на некоторую зависимость абсолютной величины звезд типа RR Лиры от содержания элементов тяжелее гелия (металличности; см. гл. V). Тем не менее в большинстве работ последнего времени принимается постоянное значение абсолютной величины всех звезд типа RR Лиры (обычно $M_V = +0^m,6$).

Одно из последних капитальных исследований строения Галактики, основанное на данных о звездах типа RR Лиры, опубликовано Оортом и Плаутом (1975). Для изучения структуры центральных областей Галактики использовались наблюдения звезд типа RR Лиры в площадках Бааде — Плаута в направлении примерно на центр Галактики, характеризующихся хорошей общей прозрачностью и, по возможности, отсутствием явных темных туманностей. Исследование Оорта и Плаута основывалось на 1218 переменных типа RR Лиры в этих площадках. Детально изучено распределение звезд этого ти-

па в Галактике, определено расстояние до ее центра (8,7 ± 0,6 кпс).

Интересные результаты, относящиеся к кинематике звезд типа RR Лиры поля, различающихся по содержанию тяжелых элементов, были опубликованы в 1976 г. Д. К. Каримовой, Б. В. Кукаркиным и Е. Д. Павловской. Химический состав исследуемых переменных звезд характеризовался с помощью хорошо коррелирующего с металличностью фотометрического индекса $(k-b)_2$, введенного Джонсом. Были использованы данные о собственных движениях и лучевых скоростях 171 звезды типа RR Лиры. Для каждой звезды вычислялись элементы оскулирующих орбит в предположении, что поле характеризуется центральной силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния от центра Галактики. Оказалось, что в отношении элементов орбит звезды типа RR Лиры подразделяются на две группы с различным химическим составом. Примерно нормальное содержание тяжелых элементов $[(k-b)_2 \geqslant 0{,}17]$ имеют 38 звезд. Для этих звезд эксцентриситеты орбит и наклонения малы ($e < 0{,}5$, $i < 17°$). Для «менее металличных» звезд найдены всевозможные значения e и i, причем 21% таких звезд обладает обратным движением в Галактике, а у четырех звезд получились гиперболические орбиты (рис. 42).

Отметим, что по данным Батлера, изучавшего в 1975 г. методом кривых роста химический состав 13 звезд типа RR Лиры галактического поля, металличность звезд этого типа меняется в очень широких пределах ([Fe/H] варьирует от −2,17, что соответствует 148-кратному дефициту металлов по сравнению с солнечным содержанием, до +0,16, что отвечает металличности, повышенной по сравнению с солнечной на 45%). Примерно в тех же пределах заключены значения металличности шаровых скоплений Галактики. Однако известно, что все наиболее металличные шаровые скопления ([Fe/H] $\geqslant -0{,}5$) лишены звезд типа RR Лиры. Здесь вновь содержится указание на неоднородность ансамбля звезд типа RR Лиры поля: если звезды этого типа с $[Fe/H] < -0{,}5$ могут иметь такое же происхождение, что и звезды типа RR Лиры шаровых скоплений, то более металличные звезды типа RR Лиры поля, очевидно, должны иметь другое происхождение. О неоднородности ансамбля говорит также невозможность преставления наблюдаемого распределения звезд типа RR Лиры поля по периодам суперпозицией

таких распределений, найденных для звезд типа RR Лиры в скоплениях отдельно I и II класса по Оостерхоффу (см. обзор Б. В. Кукаркина (1975)).

Отсылаем читателя, интересующегося деталями кривых изменения блеска, показателей цвета, спектральных

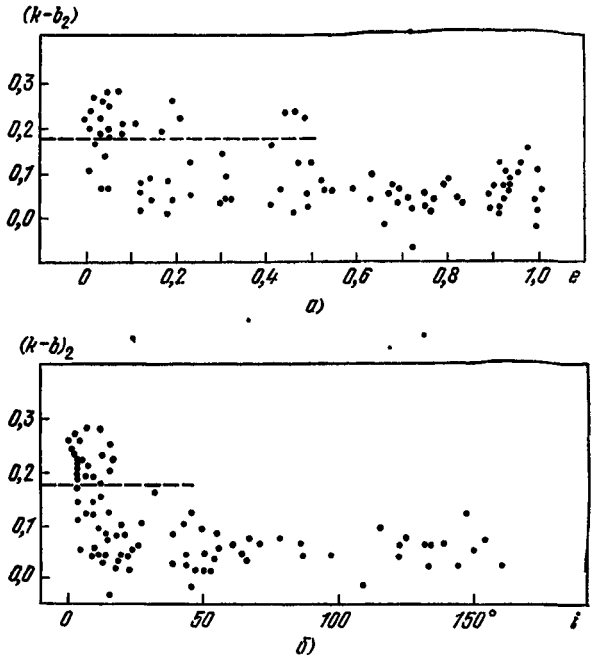


Рис. 42. Связь эксцентриситета e (*а*) и наклонения i (*б*) оскулирующих орбит переменных типа RR Лиры в Галактике с индексом, характеризующим их металличность (по Д. К. Каримовой, Б. В. Кукаркину и Е. Д. Павловской).

характеристик звезд типа RR Лиры в течение цикла пульсации, к подробному обзору В. П. Цесевича (1970). Вопрос изменяемости периодов звезд типа RR Лиры затронут нами в гл. V; он также подробно рассмотрен В. П. Цесевичем, уделяющим, помимо этого, большое внимание анализу открытого С. Н. Блажко еще в начале века эффекта периодического изменения периода и формы кривой блеска у некоторых звезд типа RR Лиры. В. П. Цесевич объясняет эффект Блажко интерференцией двух колебаний радиуса звезды, имеющих близкие периоды. Наличие двух колебаний с близкими периодами

современная пульсационная теория не объясняет. По-видимому, внести бо́льшую ясность в вопрос о природе эффекта Блажко удастся лишь на основе новых наблюдений и теоретических расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

Ефремов Ю. Н., 1974 — В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция/Под ред. А. А. Боярчука, Ю. Н. Ефремова.— М.: Наука, с. 13—46.
Жевакин С. А., 1970 — В кн.: Пульсирующие звезды/Под ред. Б. В. Кукаркина.— М.: Наука, с. 17—63.
Кокс, 1974 — *Cox A. N.* — in : Stellar Instability and Evolution (Proc. IAU Symp., N 59)/eds P. Ledoux, A. Noels, A. W. Rodgers.— Dordrecht: Reidel Publ. Co., p. 39—48.
Кристи, 1966 — *Christy R. F.*— Ann. Rev. Astr. Ap., v. 4, p. 353—392.
Кукаркин Б. В., 1949 — Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд.— М.: Гостехиздат.
Кукаркин Б. В., 1975 — In: Variable Stars and Stellar Evolution (Proc. IAU Symp., No. 67)/Eds V. Sherwood, L. Plaut. — Dordrecht: Reidel Publ. Co., p. 511—529.
Оорт, Плаут, 1975 — *Oort J. H.*, *Plaut L.* — Astr. Ap., v. 41, No. 1, p. 71—86.
Цесевич В. П., 1970 — В кн.: Пульсирующие звезды/Под ред. Б. В. Кукаркина.— М.: Наука, с. 177—239.

Очерк 3

ЦЕФЕИДЫ

Ю. Н. ЕФРЕМОВ

§ 1. Введение

Цефеиды — сверхгиганты спектральных классов F и G, изменяющие блеск с периодами от 1^d до 60^d, изредка до 200^d — в свое время получили от Шепли название самых важных звезд. Для задач исследования строения Галактики и установления масштабов Вселенной и по сей день нет более важных объектов. Кроме того, в последние годы изучение цефеид дало нам возможность проникать не только в глубины пространства, но и вглубь времен. Эта особая роль цефеид определяется тем, что их период связан со светимостью и с возрастом, а также с истинным (т. е. неискаженным влиянием селективного поглощения света на его пути к нам) показателем цвета, зависимостями, установление и уточнение которых составляет

главную задачу «прикладных» исследований цефеид, имеющих целью использование их для решения проблем звездной астрономии. Изучение цефеид весьма важно и для теории эволюции массивных звезд после их ухода с главной последовательности, для проверки которой оно дает наиболее прямые данные; цефеиды, естественно, служат главными объектами теории пульсации. Развитие теории и исследования цефеид в скоплениях привели к тому, что в настоящее время цефеиды являются едва ли не наиболее изученным и понятным видом переменных звезд. Астрономы ГАИШ внесли существенный вклад в современные представления об основных характеристиках цефеид; под руководством Б. В. Кукаркина их исследованиями занимались в 1961—1970 гг. и позднее Ю. Н. Ефремов, Н. С. Николов (НРБ), Г. С. Царевский, Н. Н. Якимова (Гусева). Результаты проведенных исследований и история изучения цефеид вообще отражены в обзорах Ю. Н. Ефремова (1970, 1974); здесь мы опишем современное состояние наиболее интересных проблем, стоящих перед исследователями цефеид.

§ 2. Зависимость период — светимость

Возможность определять по периоду светимость цефеид и путем сравнения ее с видимым блеском находить их расстояние, позволила в свое время Хабблу установить существование других галактик и затем доказать расширение Вселенной. В настоящее время наибольшее расстояние, измеренное непосредственно по цефеидам (с блеском около 23^m), составляет около 3,2 Мпс, т. е. 10^{20} км. Цефеиды остаются базисом для определения и более далеких расстояний. С помощью запускаемого вскоре 2,4-метрового космического телескопа американские астрономы надеются достичь цефеид в галактиках — членах скопления в Деве (ярчайшие из них должны там иметь 27^m — 28^m) и непосредственно по цефеидам определить постоянную Хаббла.

Как будет показано в гл. IV, калибровка светимостей цефеид осуществляется по тем из них, которые являются членами рассеянных скоплений, и эта проблема сводится к определению шкалы расстояний скоплений. В настоящее время благодаря привлечению цефеид из ассоциаций, которые имеют большие периоды, возможно и определение наклона зависимости период — светимость

по данным только о цефеидах Галактики. Согласно ван ден Бергу (1977), который использовал для нахождения этой зависимости 14 цефеид в 9 скоплениях и 3 ассоциациях, она имеет вид $M_V = -1{,}18 - 2{,}90 \lg P$. Привлечение дополнительных 4 цефеид в ассоциациях, изученных Тернером (1979, 1980), а также 13 цефеид — членов звездных комплексов приводит к формуле $M_V = -1{,}15 - 3{,}0 \lg P$ (см. рис. 55), близкой к полученной ван ден Бергом. Не следует, однако, забывать о возможности изменения нуль-пункта при уточнении расстояний скоплений (см. гл. IV). Наклон зависимости для цефеид в скоплениях Галактики не отличается (в пределах ошибок) от получаемого для цефеид в БМО и в поле IV галактики Андромеды (другие данные менее надежны). Серьезных признаков различия параметров зависимости период — светимость в разных галактиках по сей день не имеется (Ю. Н. Ефремов, Н. С. Николов (1979); Мартин, Уорен, Фист (1979)).

§ 3. Зависимость период — возраст и ее применения

Эта зависимость является относительно новым инструментом исследования пространственно-временной истории звездообразования. Возможность ее существования стала ясной сразу же после обнаружения цефеид в скоплениях и вывода об их происхождении из массивных звезд главной последовательности, сделанного в 1957—1958 гг. рядом исследователей. Теоретически форму зависимости период — возраст впервые вывел в 1961 г. Юнг в диссертации (неопубликованной), а реальное существование доказал в 1964 г. Ю. Н. Ефремов по данным о цефеидах в скоплениях и их коронах. По мере старения скопления все менее массивные звезды покидают главную последовательность, светимость их делается все меньше, и на стадии цефеид периоды также становятся все меньше. Действительно, возраст звезд, покидающих главную последовательность, записывается в первом приближении как $t \sim \frac{\mathfrak{M}}{L}$, а $\mathfrak{M} \sim L^{1/3}$, и поэтому $t \propto L^{-2/3}$. Поскольку, согласно зависимости период — светимость, $L \propto P$, мы получаем, что $t \propto P^{-2/3}$ и $\lg t = \text{const} - 0{,}67 \lg P$, что дает даже неплохое количественное согласие с данными о цефеидах в скоплениях. (Сама же зависимость период — светимость выводится из сочетания фундаментальных

зависимостей масса — светимость и период — плотность.) Разумеется, зависимость период — возраст неприменима при рассмотрении эволюции данной звезды на стадии цефеиды, во время которой период может и возрастать, и уменьшаться, хотя и незначительно.

Теоретическая зависимость период — возраст, которую вывели в 1969 г. Киппенхан и Смит, имеет вид $\lg t = 8{,}16 - 0{,}651 \lg P$. Весьма близкое выражение $\lg t = 8{,}16 - 0{,}68 \lg P$ получил Ю. Н. Ефремов (1978), использовавший данные об 11 цефеидах в скоплениях Галактики и о 53 звездах, связанных по его мнению со скоплениями Магеллановых Облаков и М 31 (рис. 43). Для большинства внегалактических скоплений диаграммы цвет —

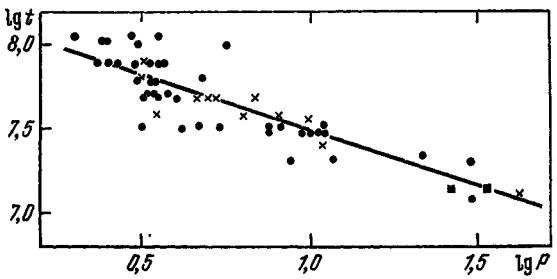


Рис. 43. Зависимость период — возраст для цефеид. Кружки — Магеллановы Облака, квадратики — М 31, крестики — Галактика.

величина не получены, и на основании теоретических диаграмм для скоплений разных возрастов Ю. Н. Ефремов определил возрасты скоплений по их интегральным цветам $U-B$ и $B-V$, предварительно применив уточненную методику учета поглощения света по этим данным.

Зависимость период — возраст можно в настоящее время считать надежно установленной, и это означает, что по легко определяемому периоду мы узнаем не только расстояние цефеиды, но и время, прошедшее с ее рождения! Таким образом, градиенты периодов или преобладание в данной области цефеид определенного периода можно интерпретировать как следствие возрастных отличий, а не отличий в химическом составе, как принято было ранее.

Впервые, по-видимому, такой подход был применен Ю. Н. Ефремовым к цефеидам, изученным Бааде, Суон

и Гапошкиным в юго-западной области М 31. В 1970 г. он нашел, что средний период цефеид изменяется от ассоциации к ассоциации и увеличивается с продвижением от ядра вдоль рукава, а в 1971 г. обнаружил, что цефеиды с большими периодами концентрируются у внутреннего края рукава, который оказывается, таким образом, моложе, что соответствует выводам теории спиральных рукавов, рассматриваемых как волны плотности (рис. 44, 45).

Позднее распределение цефеид в М 31 было изучено детальнее (Ю. Н. Ефремов (1980)). Данные о возрасте наиболее молодых цефеид на внешнем краю рукава и присутствие О-звезд с возрастом порядка 10^6 лет на внутреннем краю рукава позволили оценить скорость продвижения волны звездообразования поперек рукава, которая в первом приближении должна быть близка к составляющей разности скоростей вращения спирального узора и вещества, направленной перпендикулярно рукаву. Это позволяет получить непосредственно из наблюдательных данных оценку скорости вращения спирального узора, крайне важную для теории. Полученное значение — около 10 км/(с · кпс$^{-1}$) — ведет к величине радиуса коротации (на котором скорости вращения вещества и спирального узора равны) 23 кпс, что близко к расстоянию от центра М 31 наиболее удаленных О-звезд, в соответствии с теоретическими ожиданиями.

Оказалось, что в М 31 цефеиды *всех* периодов концентрируются вместе с группировками голубых звезд в ярко выраженном толстом спиральном рукаве, что совершенно не похоже на картину, наблюдаемую в окрестностях Солнца, в которых имеются только слабые признаки связи цефеид наибольших периодов со спиральными рукавами. Скорее всего, это связано с положением Солнца вблизи радиуса коротации — близость скоростей вращения газа и спиральной волны плотности приводит к тому, что ударная волна, стимулирующая звездообразование в спиральном рукаве, не возникает. Для скорости вращения спирального узора в Галактике тогда получается значение около 20—25 км/(с · кпс$^{-1}$), совпадающее с принятым Ю. Н. Мишуровым, Е. Д. Павловской и А. А. Сучковым в 1979 г. Ряд аргументов в пользу этого значения привели впервые Л. С. Марочник, Ю. Н. Мишуров и А. А. Сучков в 1972 г., и накапливается все больше данных, что для Галактики надо принять именно эту

величину, а не 13 км/(с · кпс$^{-1}$), как полагал один из основоположников волновой теории спиральных рукавов Лин.

Удаленность области М 31, в которой изучались цефеиды, от радиуса коротации приводит к высокой скорости

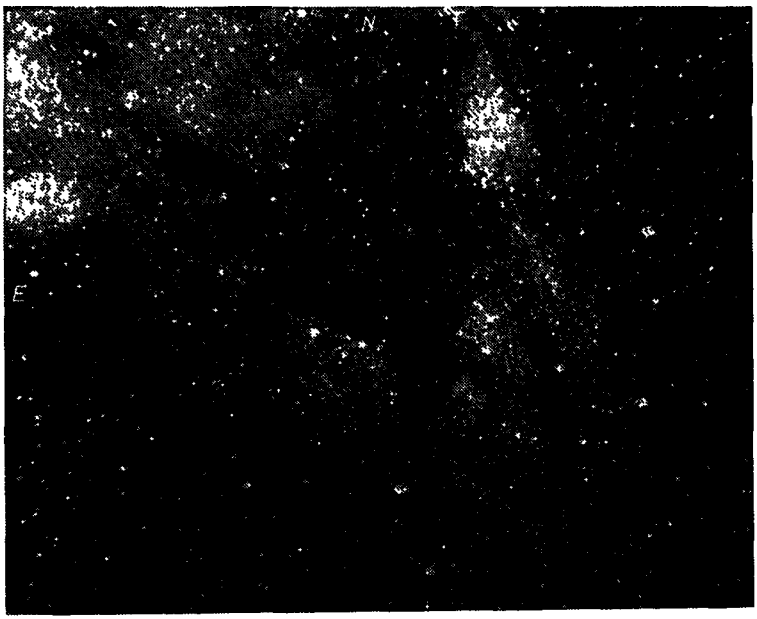


Рис. 44. Юго-западная часть галактики Андромеды (М 31), в которой изучены цефеиды. Спиральный рукав разрешен на звезды. Снимок получен на 100-дюймовом рефлекторе обсерватории Маунт Вилсон.

встречи волны плотности с газом; кроме того, на данном отрезке рукава угол его закрутки необычно велик, и поэтому велика составляющая разности скоростей волны и вещества, направленная перпендикулярно рукаву. Это и приводит к ярким проявлениям спиральной волны плотности — конденсации цефеид в рукаве, градиенте возрастов и т. д. С этим, возможно, связано и расщепление рукава (см. рис. 45). Сторонники представления волны плотности нелинейной одиночной волной (пакетом синусоидальных волн) — движущимся солитоном — рассматривают, однако, рис. 45 как подтверждение их взглядов.

Интерпретация различий периодов как следствий различия возрастов применима также к зависимости средних периодов цефеид от расстояний до центра М 31 и Галактики, обычно объясняемой градиентом химического состава. Скорее всего, на самом деле имеется увеличение

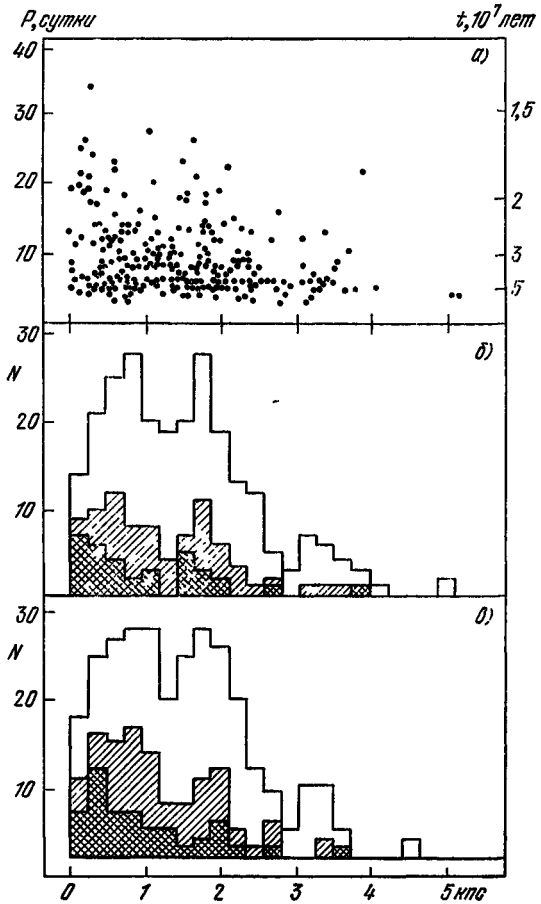


Рис. 45. Градиент наибольших (*а*) периодов и распределение цефеид поперек спирального рукава М 31, показанного на рис. 44. По оси абсцисс отложены расстояния от внутреннего края рукава, определенные для угла наклона плоскости М 31 к лучу зрения, равного 16°. Рис. *б* и *в* получены при разных положениях большой оси галактики; они демонстрируют расщепление спирального рукава. Однократная штриховка — $P > 10^d$, двойная — $P > 15^d$, не заштриховано — все периоды

среднего периода в кольце, ограниченном радиусами около 5 и 8 кпс от центра, в пределах которого наблюдается наибольшая плотность газа и должна быть наиболее высока плотность молодых звезд.

§ 4. Зависимость период — истинный цвет

Возможность определять по периоду не только светимость цефеид, но и истинный, не искаженный поглощением света показатель цвета делает цефеиды особенно ценными для исследований структуры галактик, так как не только существенно уточняет расстояние, но и позволяет оценивать величины поглощения в данном направлении, что имеет самостоятельную ценность. Первые современные определения избытков цвета цефеид дали Крафт в 1960 г. и Миан в 1963 г. Проведенное в 1966 г. Ю. Н. Ефремовым сравнение данных Крафта, основанных на количественных измерениях (по интенсивности полосы G в спектре) спектрального класса, и Миана, применившего многоцветную фотометрию, обнаружило, что при периодах, меньших 10 дней, согласие между ними хорошее, а затем истинные цвета Миана становятся все краснее, и при периоде в 40 дней они отличаются от крафтовских на $0^m,20$. В модуле расстояния это дает различие на $0^m,6$, что больше возможной систематической ошибки в определении светимости цефеид.

С тех пор эта проблема стала предметом ожесточенных споров. Ю. Н. Ефремов тогда же предположил, что более надежными надо считать результаты Миана, так как на интенсивность спектральных линий, несмотря на соответствующий их выбор, могут влиять другие факторы, помимо температуры, а Г. С. Царевский и Н. Н. Якимова придерживались мнения, что это влияние незначительно. Цефеиды в скоплениях, избытки цвета которых определяются по соседним ранним звездам, не могли разрешить дилемму, поскольку их периоды не превышали 10 дней. В последнее время чаша весов безусловно склонилась в пользу истинных цветов, определяемых из многоцветной фотометрии; скорее всего на интенсивность полосы G влияет еще и светимость, в результате чего спектральные классы звезд больших периодов оказываются слишком ранними. Наиболее надежной надо считать в настоящее время зависимость период — цвет Дина, Уорена и Кузинса (1978), получивших в единой системе

фотометрические избытки цвета примерно для 100 цефеид; она имеет вид $\langle B\rangle_0 - \langle V\rangle_0 = 0{,}46 \lg P + 0{,}27$ и хорошо согласуется с зависимостью, найденной ван ден Бергом (1977) по 14 цефеидам в скоплениях и ассоциациях, среди которых есть теперь и четыре звезды с периодами, превышающими 10 дней.

Знание истинного показателя цвета необходимо и для уточнения светимости цефеид, поскольку, как показал Сэндидж (1958), доведя до конкретных выводов анализ, проделанный Ресселом и другими за 30—40 лет до него, из соотношений период — плотность и масса — светимость следует, что в зависимость период — светимость должен входить и член, зависящий от температуры звезды. При данном периоде более голубая звезда должна быть ярче, а более красная — слабее (рис. 46).

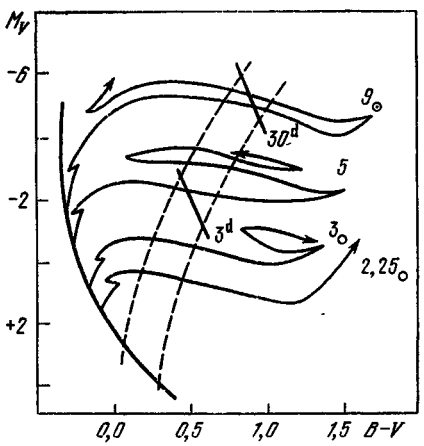


Рис. 46. Диаграмма цвет — светимость, на которой указаны эволюционные треки, рассчитанные И. Ибеном для звезд с массами 2,25; 3; 5 и 9 солнечных после их ухода с главной последовательности, а также полоса нестабильности (пунктир) и линии равного периода (3^d и 30^d) для цефеид. Ширина полосы нестабильности и наклон линий равного периода определяют дисперсию зависимостей период — светимость и период — цвет, которые являются проекциями на соответствующие оси полосы нестабильности.

Несмотря на то, что наклон линий постоянного периода на диаграмме цвет — светимость, к несчастью, близок к наклону линии нарастающего поглощения, такой вывод в общем подтверждается наблюдениями. При этом встает важная и для теории, и для практики задача определить

положение цефеиды относительно средней линии полосы нестабильности на этой диаграмме (и, следовательно, относительно средней линии зависимостей период — светимость и период — цвет), не прибегая к данным об истинных цветах. С этой целью уже много лет ведутся поиски связи между амплитудами цефеид (точнее, отклонениями амплитуд от среднего или максимального для периода значения) и отклонениями их истинного цвета от среднего для периода; проблема не решена и по сей день.

Такое положение дел вызывает и удивление и даже насмешки у ряда астрономов: крупнейшие авторитеты, вроде Сэндиджа и Тамманна, Мадора и др., получают диаметрально противоположные результаты. По нашему

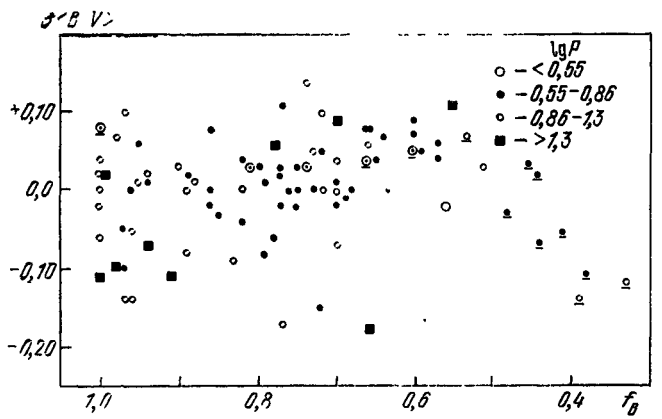


Рис. 47. Связь уклонений f_B от максимальной при данном периоде амплитуды с уклонениями от среднего для периода показателя цвета $\delta\langle B-V\rangle$ для разных периодов. Амплитуды растут налево, показатель цвета увеличивается кверху. Данные для цефеид Cs подчеркнуты, амплитуды их минимальны у голубого края полосы нестабильности.

мнению это можно связать с использованием разных зависимостей период — амплитуда и период — цвет, а также и с тем, что спектральные показатели цвета могут зависеть не только от температуры, но и от светимости и от химического состава.

Ю. Н. Ефремов и Н. С. Николов (1979), используя данные многоцветной фотометрии, получили результаты, снова непохожие на выводы других авторов. Они нашли, что цефеиды с небольшой амплитудой и синусоидальной

кривой блеска показывают явное увеличение амплитуды с приближением к красной границе полосы нестабильности, тогда как прочие звезды — слабую тенденцию противоположного характера: их амплитуды в среднем слегка возрастают к голубой границе полосы нестабильности (рис. 47). Вывод этот подтверждает необходимость выделения цефеид малых амплитуд в особую подгруппу.

§ 5. Цефеиды малой амплитуды

В 1959 г. Пейн-Гапошкина, классифицируя цефеиды Магеллановых Облаков по форме кривых блеска, выделила среди прочих тип s, обладающий малыми амплитудами и симметричной почти синусоидальной кривой блеска. По аналогии со звездами типа RR Лиры она предположила, что такие цефеиды пульсируют в первом обертоне, и отметила, что в Галактике цефеиды такого типа не выделены. Однако в 1967 г. Ю. Н. Ефремов обратил внимание на то, что в распределении цефеид Галактики по амплитудам имеется минимум при значении $0^m,75$ (в синих лучах), а звезды с меньшими амплитудами во всем подобны цефеидам типа s Магеллановых Облаков. Периоды цефеид Cs, как правило, не превышают 5 дней. Группу цефеид со сходными характеристиками выделила в 1966 г. Е. Н. Макаренко, но она отнесла к ним и ряд цефеид с периодами около 9 дней, для которых типичны симметричные кривые блеска; эту группу она считала аналогичной группе C по Эггену, выделяемой лишь по симметричным кривым блеска.

Существование группы малоамплитудных цефеид на первый взгляд естественно объяснить наличием у относимых к ней цефеид неразрешенных спутников. Действительно, сейчас у нескольких цефеид с малой амплитудой доказано присутствие неразрешенной компоненты, однако они сохраняют асимметричную кривую блеска и большой наклон восходящей ветви. Концентрация у малых периодов и пробел, отделяющий цефеиды Cs от обычных цефеид в распределении по амплитудам, также необъяснимы с этой точки зрения, не говоря уже о том, что присутствие достаточно яркого для влияния на амплитуду спутника сказалось бы на спектральных и цветовых характеристиках.

Диаграмма амплитуда — период показывает, что доля цефеид Cs среди прочих цефеид нарастает с уменьшением

периода, и можно считать, что при периодах, меньших 2—3 дней, к ним относятся практически все звезды. При меньших периодах и массах петли эволюционного трека уже не заходят в пределы полосы нестабильности (см. рис. 46), и это наталкивает на предположение, что цефеиды Cs находятся на стадии первого пересечения полосы нестабильности на пути от главной последовательности, а не на петлях трека, как остальные цефеиды. Возможно, что пульсации с большой амплитудой возникают только после того, как звезда побывала в стадии красного сверхгиганта, на которой в наружных ее слоях развивается конвекция, приводящая к их обогащению гелием. Не исключено также (хотя и не имеет пока теоретического обоснования) предположение, что именно при первом пересечении полосы нестабильности слева направо звезда пульсирует в обертоне. Это пересечение занимает существенно меньше (на один — два порядка для разных масс) времени, чем последующие, и поэтому находящихся на этой стадии цефеид должно быть соответственно меньше, а периоды их должны быстро возрастать. Действительно, среди цефеид Cs находятся две звезды (SZ Кассиопеи и BY Кассиопеи) с рекордно быстрыми увеличениями периода.

Гипотеза о быстром движении цефеид Cs слева направо по диаграмме цвет — светимость до сих пор не привлекла внимания теоретиков, хотя Тейлер в 1970 г. нашел, что в цефеидах, соответствующих первому пересечению эволюционным треком полосы нестабильности на диаграмме, содержание гелия действительно должно быть меньше (наблюдательная проверка этого обстоятельства очень трудна), а Сабадош (1977) подтвердил вывод о существенно большей у цефеид Cs нестабильности периода.

С этих позиций можно объяснить и связь уклонений амплитуд и цвета цефеид, полученную Ю. Н. Ефремовым и Н. С. Николовым (см. рис. 47), если еще допустить, что раскачка колебаний при вступлении в полосу нестабильности происходит медленно, а прекращение колебаний при выходе из нее быстро. Тогда цефеиды Cs, быстро двигаясь слева направо, должны при этом увеличивать амплитуду (см. рис. 47), а у нормальных цефеид, большинство из которых движется налево, должна наблюдаться более слабая тенденция к росту амплитуды с уменьшением показателя цвета.

Полярная звезда с амплитудой $0^m,09$ в желтых лучах долгое время выделялась малой амплитудой даже среди звезд Cs, но в последние годы открыто несколько цефеид с амплитудами $0^m,1$ — $0^m,2$, и обособленность самой яркой и близкой цефеиды исчезла. Среди них укажем на V 810 Cen — цефеиду с наибольшим в Галактике периодом (около 125^d), являющуюся к тому же членом рассеянного скопления Stock 14. Правда, для окончательного доказательства принадлежности этой звезды к цефеидам нужны еще дополнительные наблюдения. Трудность обнаружения переменности с малой амплитудой приводит к тому, что большинство таких цефеид относятся к ярким близким (относительно!) звездам, и истинное их число должно быть весьма велико.

Вполне возможно, что именно среди них надо искать «недостающее звено» — звезды переходного типа между цефеидами и переменными типа δ Щита. Последние находятся на стадии ухода с главной последовательности и обладают малыми ($0^m,3$ и меньше) амплитудами, как и цефеиды Cs. Как уже отмечалось, мы считаем, что к этому типу относятся все цефеиды с периодом, меньшим 3^d, и, возможно, что они заполняют весь интервал периодов от 3^d до $0^d,2$, а пульсирующие переменные звезды более коротких периодов в полосе нестабильности называются уже звездами типа δ Щита. Возможно, что к представителям недостающего звена относится HD 129708 с периодом $2^d,4$ дня и амплитудой $0^m,3$, спектр которой (F2—3 II, или Fm) больше похож на спектр звезд типа δ Щита, чем на спектр цефеид.

§ 6. Цефеиды с двумя периодами

Небольшая группа цефеид, пульсирующая одновременно с основным периодом и обертонами, привлекает в последнее время все большее внимание. Их известно сейчас немногим более десятка, однако в интервале периодов 2—3 дня они составляют 40% всех цефеид. Хотя интерпретация большого рассеяния точек на их кривых блеска присутствием второго периода давно не вызывает сомнений, природа таких цефеид долгое время оставалась неясной. Оценки их массы, основанные на возможности определить (из отношения периодов) пульсационную постоянную $Q = P\sqrt{\rho}$, приводили к величинам порядка

1—2 солнечных, втрое меньшим, чем должны быть у потомков B-звезд — обычных цефеид, и высказывалась гипотеза, что двухпериодные цефеиды как раз и являются переходным звеном к «звездам типа RR Лиры населения I». Проблема была решена, когда было доказано, что к этому типу цефеид относится V 367 Щита (рис. 48),

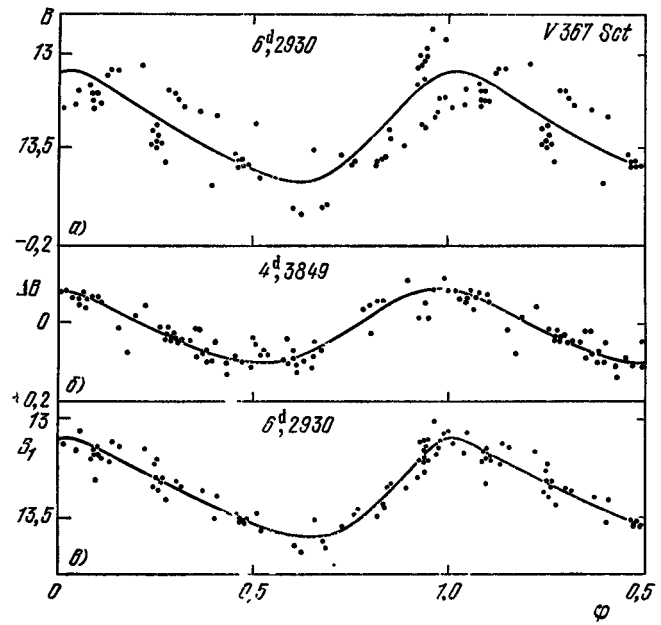


Рис. 48. Кривые блеска бимодальной цефеиды V 367 Щита. *а*) Колебание с периодом 6 дней, на которое наложено колебание с вторичным периодом. *б*) Представление уклонений от кривой, изображенной на рис. 48, *а*, периодом в 4 дня. *в*) Кривая блеска с основным периодом, очищенная от рассеяния точек, связанного с наличием вторичного периода.

являющаяся членом рассеянного скопления NGC 6649 (см. гл. IV). По полученной из принадлежности к скоплению светимости звезды Ю. Н. Ефремов и П. Н. Холопов (1975) оценили ее массу в $6\mathfrak{M}_\odot$; соответствие звезды зависимости период — возраст также говорило о принадлежности ее к обычным («классическим») цефеидам. Правда, цефеида имеет почти ту же яркость, что и ярчайшие звезды главной последовательности скопления, хотя обычно она ярче на $1^m - 2^m$; это обстоятельство, а также отсутствие данных о лучевых скоростях не

позволяет считать членство цефеиды в скоплении окончательно доказанным*). Период (основной) у V 367 Щита существенно больше, чем у известных ранее двухпериодных цефеид, и это позволило Ю. Н. Ефремову и П. Н. Холопову получить важный для теории вывод о возрастании с периодом пульсационной постоянной. Стоби (1977) заключает, что принадлежность V 367 Щита к обычным цефеидам требует существенной модификации теории пульсации.

Причина появления у звезды одновременно двух периодов остается неясной, и Стоби отмечает, что постоянство амплитуды и периодов V 367 Щита, прослеженное на интервале в 50 лет, не согласуется с гипотезой Стеллингверфа, согласно которой такие цефеиды находятся на стадии переключения мод пульсации. Правда, уменьшение амплитуды вторичного колебания найдено у TU Кассиопеи, и это, возможно, говорит о том, что длительность этой стадии не превышает нескольких сотен лет.

Во всяком случае не вызывает сомнения родственность двухпериодных цефеид и звезд групп Cs; они концентрируются при одних и тех же значениях периодов, кривая вторичного колебания (см. рис. 48) у двухпериодных цефеид обычно синусоидальна и имеет небольшую амплитуду. Это лишний аргумент в пользу того, что звезды Cs пульсируют в обертоне. Для решения проблемы важно учесть, что звезды Cs, как правило, голубее, чем нормальные звезды того же периода (см. рис. 47), а двухпериодные, по-видимому, могут иметь любой цвет; периоды цефеид Cs обычно быстро увеличиваются, а у двухпериодных цефеид, по-видимому, не показывают значительных изменений. Не означает ли это, в рамках высказанной выше гипотезы о природе цефеид Cs, что двухпериодные цефеиды двигаются справа налево по полосе нестабильности и, пульсируя с основным периодом, почему-то сохраняют также и колебания в обертоне, с которым они впервые пересекли полосу нестабильности при движении от главной последовательности, причем этой особенностью обладают лишь цефеиды наименьших масс? Теоретикам следовало бы рассмотреть вопрос о связи моды пульсации с направлением эволюционного движения звезды по диа-

*) Полученные в 1980 г. лучевые скорости подтверждают членство V 367 Щита в NGC 6649 (*Прим. в корр.*).

грамме цвет — светимость. Не находятся ли бимодальные цефеиды в поворотных точках эволюционных треков? Для ответа на поставленные вопросы нужны надежные данные о локализации этих цефеид в полосе нестабильности, равно как и уверенность в том, что изменения периодов цефеид связаны с эволюционным перемещением по диаграмме.

§ 7. Изменяемость периодов цефеид

Согласно теоретическим эволюционным трекам, цефеиды пересекают линии постоянного периода, и поэтому их периоды должны возрастать при движении направо и убывать при движении налево по диаграмме цвет — светимость со скоростью, определяемой скоростями изменения температуры наружных слоев и радиуса. Так, согласно расчетам Хофмейстер, выполненным в 1965 г., цефеида, вступающая в полосу нестабильности с периодом в $1^d,8$, увеличивает его со скоростью 0,0014 (в долях периода) за 100 лет, а с периодом $12^d,4$ — со скоростью 0,027 долей периода за 100 лет. Дальнейшие перемещения в пределах полосы нестабильности по петлям эволюционного трека дают уже на один — два порядка меньшую скорость изменения периодов.

Понятно, что непосредственно наблюдаемые изменения периодов цефеид не могут быть эволюционными уже потому, что часто у одной и той же звезды обнаруживаются скачки периода любого знака; однако среднее изменение периода за большой интервал времени может носить эволюционный характер. Определенное решение данного вопроса имело бы исключительно важное значение, поскольку это единственная надежда непосредственного наблюдения эволюционного изменения характеристик звезд. Лишь через полсотни лет можно будет заметить признаки эволюционного покраснения цефеид наибольших периодов на пределе точности наблюдений. Заметим также, что уже этим определяется важность слежения за периодами цефеид даже самыми примитивными средствами и публикации моментов максимумов даже δ Цефея, полученных невооруженным глазом. Случаи потери счета эпох (т. е. прошедших с какого-то момента полных циклов — эпох) и невозможности однозначного решения вопроса о изменяемости периодов встречаются уже не только среди звезд типа RR Лиры, но и у

цефеид. Это одна из причин необходимости наблюдений возможно большего числа переменных звезд, в целесообразности чего напрасно сомневаются некоторые теоретики; это одна из немногих задач астрономии, в которой любители могут и ныне принести реальную пользу науке.

В сущности, определенные указания на то, что изменения периодов цефеид имеют отношение к эволюции, были получены еще П. П. Паренаго (1956) в его классической работе, в которой он нашел, что величина $\Delta P/P$ возрастает с увеличением P, т. е. с увеличением массы возрастает и скорость движения звезды по диаграмме, как и требует теория. Он установил, что периоды изменяются скачкообразно и в промежутках сохраняют постоянное значение, причем одинаково часто встречаются как увеличение, так и уменьшение периодов.

После этой работы, в которой П. П. Паренаго нашел также, что график изменения периода $O—C$ ни в одном случае нельзя представить параболой, позволяющей оценить скорость его векового изменения, о систематических изменениях периода, казалось бы, уже говорить было нельзя. В последнее время, однако, накапливается число примеров, когда скачкообразные изменения периода разного знака на большом интервале времени приводят к прогрессивному изменению периода и ломаная линия на графике $O—C$ вьется вокруг параболы, соответствующей непрерывному равномерному росту или уменьшению периода.

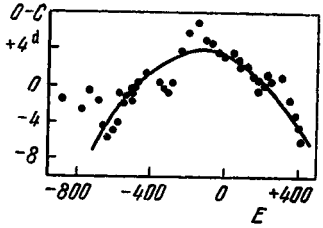


Рис. 49. График уклонений $O—C$ наблюдаемого момента максимума RU Жирафа от вычисленного с постоянным периодом. После 1898 г. период уменьшается со скоростью $0^d,1$ за 100 лет. По оси абсцисс отложены эпохи, т. е. время, измеряемое в периодах звезды.

Именно так выглядит график $O—C$ (рис. 49), построенный Ю. Н. Ефремовым для RU Жирафа, знаменитой цефеиды, резко уменьшившей в 1964—1966 гг. амплитуду изменения блеска (Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, Ю. Н. Ефремов (1972)). Полученное по нему вековое уменьшение периода соответствует движению звезды налево по диаграмме цвет — светимость, и даже имеются данные о соответствующем уменьшении показателя цвета звезды. По-видимому, мы здесь имеем необыч-

но быстрое движение звезды справа налево, связанное с происшедшим в ней на стадии красного сверхгиганта перемешиванием вещества, о чем говорит ее уникальный для цефеид углеродный спектр, и в 1964 г. она вышла на границу полосы нестабильности. Вековое уменьшение периода SV Лисички (на 254 с в год), соответствующее теоретической скорости движения звезды налево, нашел в 1979 г. Ферни. Просмотр графиков О—С для цефеид показывает, что такая их интерпретация возможна в ряде случаев и действительно должна быть осуществлена.

В целом вопрос нельзя, однако, считать решенным. Сабадош (1977) отмечает любопытные случаи неоднократного возвращения звезды к одному и тому же значению периода; это могло бы говорить о том, что звезда в среднем эволюционирует вдоль линии постоянного периода. Он полагает, что о возможности этого говорит построенная в 1964 г. Ю. Н. Ефремовым (1968) сводная диаграмма цвет — светимость для скоплений, содержащих цефеиды. Современные теоретические представления делают это, однако, маловероятным. Поскольку эволюционные изменения периодов почти тонут в шуме стохастических флуктуаций, а скорости и направления движения звезд разных масс и на разных участках эволюционного трека резко различны, картина изменяемости периодов и должна быть весьма сложной и неоднозначной. Видимое отсутствие эволюционных изменений у одних звезд вполне возможно, и точно так же можно с уверенностью считать эволюционными изменения периодов у других звезд.

Мы видим, что достигнутое в 1960-х годах понимание природы цефеид и их места в звездной эволюции позволяет использовать их как мощное средство почти непосредственной проверки наших представлений о происхождении и развитии звезд. По своей информативной емкости цефеиды можно сравнить только со звездными скоплениями: они позволяют нам найти расстояния, избытки цвета и косвенным образом массу и возраст, причем в первом приближении достаточно определить период по одноцветным наблюдениям. Правда, для этого наблюдения должны быть растянуты на несколько месяцев, но суммарное количество телескопного времени, требующегося для определения периода, намного меньше, чем для построения диаграммы цвет — величина для скопления, и возможно одновременное изучение десятков и сотен цефеид. Для галактик, лежащих далее Магеллановых

Облаков, построение диаграмм цвет — величина для скопления остается недостижимой мечтой.

Надо надеяться, что понимание этой новой роли цефеид приведет к возобновлению их исследований в близких галактиках и, например, расстояние галактики в Треугольнике перестанет быть основанным на данных Хаббла 1929 г. История звездообразования может быть раскрыта и будет раскрыта для всех трех десятков галактик, в которых цефеиды уже более 30 лет доступны крупнейшим телескопам.

ЛИТЕРАТУРА

Ван ден Берг, 1977 — *Van den Berg S.* — Proc. IAU Coll. No. 37.
Дин и др., 1978 — *Dean J. D., Warren P. R., Cousins A. W. J.*— MNRAS, v. 183, p. 569.
Зайцева Г. В., Лютый В. М., Ефремов Ю. Н., 1972 — АЖ, т. 49, с. 1049.
Ефремов Ю. Н., 1969 — В кн.: Проблемы звездной эволюции и переменные звезды/Под ред. И. М. Копылова.— М.: Наука, с. 88.
Ефремов Ю. Н., 1970 — В кн.: Пульсирующие звезды/Под ред. Б. В. Кукаркина.— М.: Наука, с. 64.
Ефремов Ю. Н., 1974 — В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция/Под ред. А. А. Боярчука, Ю. Н. Ефремова.— М.: Наука, с. 13.
Ефремов Ю. Н., 1978 — АЖ, т. 55, с. 272.
Ефремов Ю. Н., 1980 — Письма АЖ, т. 6, с. 275.
Ефремов Ю. Н., Холопов П. Н., 1975 — ПЗ, т. 40, с. 133.
Ефремов Ю. Н., Николов Н. С., 1979 — Ap. Sp. Sci., v. 63, p. 193.
Мартин и др., 1979 — *Martin W. L., Warren P. R., Feast M. W.*— MNRAS, v. 182, p. 139.
Паренаго П. П., 1956 — ПЗ, т. 11, с. 236.
Сабадош, 1977 — *Szabados L.*— Budapest Mitteilungen No. 70.
Сэндидж, 1958 — *Sandage A. R.*— Ap. J., v. 127, p. 613.
Стоби, 1977 — *Stobie R. S.*— MNRAS, v. 180, p. 631.
Тернер, 1979 — *Turner D. G.*— Astr. Ap., v. 76, p. 350.
Тернер, 1980 — *Turner D. G.*— Ap. J., v. 235, p. 146.

Очерк 4

НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

В. П. АРХИПОВА

Среди разнообразных представителей класса переменных звезд характерную группу составляют новые звезды. В настоящее время известно около 200 таких звезд в нашей Галактике и около 300 в туманности Андромеды. В других галактиках, составляющих Местную систему галактик, открыто около 60 новых. В среднем каждый год в нашей Галактике открываются одна — две новых,

хотя вспыхивает их, конечно, значительно больше. Известно, что в туманности Андромеды ежегодно вспыхивает около 30 новых звезд; в нашей Галактике менее надежные, чем для туманности Андромеды, оценки дают от 50 до 200 вспышек новых в год.

К типичным новым звездам относят эруптивные переменные, испытавшие вспышку блеска с амплитудой не менее 6^m лишь один раз на протяжении истории их наблюдения. Средняя амплитуда вспышки новой составляет 11^m. Повторные новые отличаются от типичных новых наличием двух или более (до пяти!) вспышек за последние 100—150 лет. Интервал времени между их вспышками составляет от 15 до 80 лет. В последние годы Ю. П. Псковский обнаружил, что некоторые хорошо изученные типичные новые уже вспыхивали ранее на протяжении человеческой истории. Интервал времени между их вспышками порядка 1000 лет.

В ГАИШ исследования свойств и закономерностей вспышек новых звезд были начаты еще в 30-е годы, когда Б. А. Воронцов-Вельяминов занялся систематизацией наблюдательных данных и поисками закономерностей в кривых блеска новых. Он составил первый каталог новых звезд и атлас кривых блеска по всем опубликованным наблюдениям, получил логарифмические коэффициенты кривых блеска, показавшие большое разнообразие форм кривых и скоростей падения блеска после максимума. Им был открыт эффект ярких полос излучения в спектрах новых и других звезд с сильными эмиссионными линиями, существенно влияющий на оценки звездных величин таких объектов.

В 40-е годы в общих чертах стали известны характеристики новых звезд и главные закономерности их фотометрического и спектрального поведения во время вспышки. Благодаря работам Мак Лафлина, Пейн-Гапошкиной и др. были установлены связи между различными характеристиками новых. Мак Лафлин выделил основные участки кривой блеска, с каждым из которых связана соответствующая спектральная стадия новой. Пейн-Гапошкина дала классификацию новых звезд по скорости их развития после вспышки. Наиболее важна для астрономов открытая Мак Лафлином зависимость скорости падения блеска новой после максимума от светимости звезды в максимуме, известная сейчас как зависимость M_{max}, t_3, где t_3 — время падения блеска новой на 3^m от макси-

мального. Эта фундаментальная связь является одним из главных средств определения расстояний до новых звезд, а также до ближайших галактик. Уточнение этой зависимости неоднократно выполнялось за последние десятилетия, в том числе по новым звездам, открытым в туманности Андромеды и в Магеллановых Облаках.

Новые звезды в Галактике обычно концентрируются к полосе Млечного Пути. Сильно выражена их концентрация также к области на небе в направлении центра Галактики. Эти свойства видимого, а также пространственного распределения изучались Б. В. Кукаркиным, который в 1949 г. впервые определил параметры подсистемы новых звезд, показав, что подсистема новых относится к промежуточной составляющей Галактики. Продолжая исследование строения различных подсистем, А. С. Шаров в 1968 г. детально изучил строение подсистемы новых звезд в туманности Андромеды (М 31). Он показал, что вблизи ядра М 31 новые образуют почти сферическую подсистему, а на расстоянии 3—5 кпс от ядра подсистема новых превращается в промежуточную. Возможно, что в нашей Галактике новые звезды вблизи ядра также образуют более сферическую подсистему, чем в окрестности Солнца. К сожалению, для нашей Галактики мы можем изучить достаточно полно строение подсистемы новых лишь в небольшой окрестности Солнца радиусом 1—1,3 кпс.

А. С. Шаров обратил внимание на то, что в туманности Андромеды несколько новых звезд не подчиняется общепринятой зависимости M_{max}, t_3, и предположил, что эти звезды находятся не в туманности Андромеды, а в межгалактическом пространстве. Указания на существование новых звезд на очень больших расстояниях от ядра нашей Галактики, существенно превышающих ее размеры, имелись также и ранее. Пока вопрос о существовании межгалактических новых остается открытым.

Работе по изучению подсистемы новых в М 31 в сильной степени способствовало увеличение числа известных новых в М 31 в результате систематических обзоров туманности Андромеды, выполненных на обсерваториях Маунт Вилсон (США), Асьяго (Италия), а с 1967 г. ведущегося на Крымской станции ГАИШ с помощью 50-сантиметрового менискового телескопа и на обсерватории Латвийской АН при помощи 1,2-метрового телескопа Шмидта. В результате работ на последнем

инструменте за период 1967—1979 гг. А. С. Шаров и А. К. Алкснис открыли около 20 новых звезд в М 31.

Следует упомянуть, что в ГАИШ, кроме новых в туманности Андромеды, были открыты две новые звезды, принадлежащие нашей Галактике. В 1960 г. М. В. Савельева по спектру, полученному на 50-сантиметровом телескопе с объективной призмой, открыла Новую в созвездии Щита (FV Sct). В 1969 г. Новая в Стрельце (V 3465 Sgr) была открыта также по спектру В. П. Архиповой и О. Д. Докучаевой. Они совместно с Т. Г. Никулиной восстановили кривую блеска этой звезды, более никем не наблюдавшейся, и оценили ее светимость в максимуме.

С начала 60-х годов в исследовании новых звезд наметилось направление поисков подходящих фотометрических систем для наблюдения новых как объектов с сильными эмиссионными линиями, а также направление инфракрасной фотометрии, до того времени еще не применявшейся. В спектральных наблюдениях новых основное внимание привлекало изучение туманностей, сброшенных новыми звездами, и детальные наблюдения спектральной эволюции звезды после вспышки. Как и везде в астрономии, при исследованиях новых стали применять самые современные методы наблюдений.

Исключительное значение для понимания природы новых звезд и причин их вспышек имели обнаружение Уокером в 1954 г. двойственности Новой DQ Her 1934 г. и последующее открытие двойственности у ряда других новых. В самое последнее время была обнаружена двойственность Новой RR Pic 1925 г. Это позволило, в частности, получить первые достоверные оценки массы новых звезд. Оказалось, что массы новых невелики и сравнимы с массой Солнца.

После очень важных работ Крафта (1964) и Пачинского (1965), построивших модель новой как тесной двойной системы, решение вопроса о причинах вспышек новых стало рассматриваться в непосредственной связи с этой моделью и последующими ее уточнениями. Было показано, что система новой состоит из белого карлика, окруженного оболочкой в виде диска, содержащего вещество, которое перетекло от другой, красной, компоненты системы, заполняющей свою поверхность Роша. Вспышка новой рассматривается сейчас как результат дисковой аккреции вещества на белый карлик (или нейт-

ронную звезду, как предполагается для рентгеновской Новой Mon X-1) (см. гл. I).

Столь значительные успехи в интерпретации явления новой были бы невозможны без детального изучения различного типа новых звезд, вспыхивавших за последние 20 лет.

Развитие исследований новых звезд в ГАИШ было неразрывно связано с оснащением ГАИШ новыми астрономическими инструментами в период ввода в строй нового здания на Ленинских Горах и строительством Крымской станции ГАИШ в горах вблизи Бахчисарая (1953—1958 гг.).

В 1960 г. вспыхнула яркая, очень быстрая Новая V 446 Her. Наблюдения ее спектра в течение 6 месяцев после открытия были выполнены М. В. Савельевой на Крымской станции ГАИШ. Ряд спектральных наблюдений новой звезды такой длительности был осуществлен в ГАИШ впервые. Обработка высококачественного наблюдательного материала позволила детально изучить изменение интенсивности непрерывного спектра по мере падения блеска и исследовать поведение эмиссионных линий. Наиболее полные наблюдения этой звезды были осуществлены именно в Советском Союзе. Кроме М. В. Савельевой, звезда изучалась также коллективом наблюдателей на Крымской астрофизической обсерватории.

В 1963—1965 гг. большой ряд спектральных наблюдений вспыхнувшей в начале 1963 г. быстрой Новой V 533 Her был выполнен В. Т. Дорошенко на Крымской станции ГАИШ. Помимо изучения непрерывного спектра и эволюции линейчатого спектра ею были основательно исследованы физические условия в оболочке новой на очень поздней небулярной стадии — спустя 2 года после вспышки. Были оценены такие параметры оболочки этой новой, как температура и плотность, определено содержание в оболочке некоторых химических элементов.

Аналогичное изучение спектра очень медленной Новой HR Дельфина, вспыхнувшей в 1967 г., по наблюдательному материалу, также полученному при помощи 50-сантиметрового менискового телескопа Крымской станции ГАИШ, было выполнено в работах студенток астрономического отделения МГУ Л. Н. Караваевой в 1968 г. и О. В. Дурлевич в 1978 г. HR Дельфина имела необычно длительную предмаксимальную стадию, продолжав-

шуюся почти полгода. Как было показано Л. И. Антиповой, необычный характер ее поведения был связан с более длительной, чем у других новых, стадией истечения вещества из звезды после вспышки. Это привело к образованию небулярной оболочки с большой массой, необычной для новых звезд. Оценка массы оболочки HR Дельфина согласно Л. И. Антиповой дает $\mathfrak{M}_{обол} = 10^{-2}\mathfrak{M}_{\odot}$, тогда как обычно новые сбрасывают не более $10^{-5}\mathfrak{M}_{\odot}$ в виде расширяющейся оболочки. Свойства HR Дельфина заставили пересмотреть некоторые сложившиеся представления о механизме сброса оболочек новых звезд (Фредъюнг, 1971).

У Новой Дельфина была впервые обнаружена поляризация света, обусловленная рассеянием излучения звезды на пылевых частицах, окружающих звезду (см. ниже). Последующие наблюдения других новых также показали, что излучение новых звезд в заметной степени поляризовано.

В последнее десятилетие произошло стремительное расширение спектрального диапазона, в котором изучают новые. Ультрафиолетовая область спектра с длиной волны $\lambda < 3000$ Å стала доступна благодаря наличию орбитальных астрономических обсерваторий. Первые внеземные наблюдения новых были выполнены на летающей обсерватории ОАО-2 в 1970 г. Наблюдалась медленная Новая FH Змеи. Было обнаружено, что излучение в области длин волн 1430—3000 Å вначале отсутствовало и появилось примерно через 2 месяца после вспышки новой, а длина волны максимума излучения постепенно смещалась с течением времени в сторону более коротких волн.

Необычайно важным в астрофизике и в физике новых звезд было неожиданное для астрономов открытие американскими учеными Гейзель, Клейнманом и Лоу инфракрасного излучения новых. Первыми новыми звездами, наблюдавшимися в инфракрасном диапазоне от 0,8 до 10 мкм, были HR Дельфина, V 1229 Орла, FH Змеи. У первых двух звезд — HR Дельфина и V 1229 Орла — интенсивность инфракрасного излучения не была особенно велика, однако данные наблюдений нельзя было интерпретировать иначе, чем наличием теплового излучения нагретой до 300 К (у HR Дельфина) и 900 К (у V 1229 Орла) пылевой оболочки, окружающей новую. Наиболее

полно развитие пылевой оболочки удалось проследить по наблюдениям FH Змеи, проведенным в 1970 г. Оказалось, что интенсивность инфракрасного излучения изменяется иначе, чем интенсивность оптического. Она достигла максимума через 100 дней после максимума в видимой области спектра. В то время FH Змеи была одной из ярчайших звезд на «инфракрасном» небе, имея на длине волны 10 мкм звездную величину — $4^m,0$. Вместе с тем в оптической области наблюдалось ослабление блеска звезды.

Интерпретация большого избытка инфракрасного излучения новых пока до конца не ясна. Несомненно, что большой избыток связан с излучением пылевой оболочки, нагретой до температуры 1000 К, однако не решен вопрос о том, была ли эта оболочка (пыль) выброшена при вспышке или при вспышке новой была нагрета оставшаяся от предшествовавших вспышек пылевая околозвездная оболочка. Присутствие пыли в оболочке вокруг FH Змеи 1970 г. наблюдалось и непосредственно по контурам эмиссионных водородных линий. Было обнаружено большее покраснение удаляющейся части оболочки, чем приближающейся, и оно увеличивалось с ростом потока инфракрасного излучения.

В конце августа 1975 г. в созвездии Лебедя вспыхнула одна из самых ярких новых звезд нашего века — V 1500 Лебедя. Ее детально наблюдали в самых различных диапазонах спектра. Эта новая не показала большого инфракрасного избытка и не образовала пылевой оболочки. Ее наблюдения в ГАИШ были выполнены на различных инструментах. Фотоэлектрические наблюдения звезды в системе *UBV*, продолжавшиеся до очень поздней небулярной стадии, когда блеск звезды упал более, чем на 10^m, были выполнены В. П. Архиповой и Г. В. Зайцевой. Спектрофотометрия звезды на базе наблюдений, полученных со спектрометром Сейя — Намиока, были проведены И. Н. Глушневой и В. Т. Дорошенко. Инфракрасные наблюдения в диапазоне 0,7—10 мкм были выполнены В. И. Морозом, В. И. Шенавриным и др. на 125-сантиметровом рефлекторе с помощью инфракрасного спектрометра и болометра Лоу. Спектры V 1500 Лебедя через 2 года после вспышки были получены С. Ю. Шугаровым.

Детальные инфракрасные кривые блеска были получены для новой звезды в нашей стране впервые. Эти

наблюдения позволили построить модель излучающей оболочки Новой V 1500 Лебедя и определить параметры вспыхнувшей звезды — светимость, радиус, температуру. Небольшой избыток инфракрасного излучения, наблюдавшийся у V 1500 Лебедя на спаде блеска, был результатом свободно-свободного излучения газовой оболочки новой (а не пылевой, как у FH Змеи). Следы пылевой оболочки наблюдались через год после вспышки.

В 1977 г. наблюдалась Новая в Лисичке (NQ Лисички). Эта медленная новая испытывала сильные колебания блеска после максимума и через 2 месяца образовала пылевую оболочку, нагретую до температуры 1000 К. Ее инфракрасные кривые блеска были получены в ГАИШ В. И. Шенавриным.

Изучение инфракрасного спектра новых приводит к заключению, что пылевые оболочки наблюдаются не у всех новых звезд, а их формирование тесно связано со скоростью эволюции новой после максимума, т. е. со светимостью и формой кривой блеска. Инфракрасные наблюдения позволили объяснить характер кривых блеска типа DQ Her с глубоким минимумом на нисходящей ветви кривой. Дальнейшие наблюдения должны привести к выявлению связи пылевой оболочки и свойств вспыхивающей звезды.

Наряду с распространением наблюдений новых в инфракрасный диапазон, в последние годы были проведены радионаблюдения оболочек новых. Было обнаружено радиоизлучение от HR Дельфина и FH Змеи на длинах волн 9,5 мм, 3,7 и 11,1 см. Наблюдалась также V 1500 Лебедя на трех длинах волн и другие новые. Все исследовавшиеся новые имеют радиоспектр теплового происхождения, возникающий в небулярной оболочке, сначала оптически толстой для радиоизлучения. По мере расширения туманности оптическая толща уменьшается, и туманность становится оптически тонкой. Для HR Дельфина на частоте 8085 ГГц, оболочка стала тонкой через 5 лет, для V 1500 Лебедя — через 1,2 года после вспышки. Радионаблюдения позволяют оценить параметры оболочки и сделать заключения об ее структуре независимо от оптических данных.

Большие успехи были достигнуты в последние два десятилетия в области изучения морфологии оболочек новых звезд. Наблюдения туманностей, сброшенных новыми, выполненные через много лет после вспышки, поз-

волили построить физическую модель их оболочек. Наиболее важной для этой цели была работа А. А. Боярчука и Э. Р. Мустеля, проанализировавших фотографии оболочки вокруг DQ Her 1934 г. на протяжении трех десятилетий после вспышки. Они пришли к заключению, что оболочка состоит из нескольких четко фиксируемых элементов структуры: двух полярных конденсаций, расположенных на концах «полярной» оси оболочки, и экваториальных поясов, или колец. Оболочка вытянута вдоль полярной оси. Подобная же структура оболочки была обнаружена у Новых V 603 Орла 1918 г., T Возничего 1891 г., HR Дельфина 1967 г., FH Змеи, LV Лисички 1968 г. Э. Р. Мустель связывает подобную структуру оболочки новой со структурой магнитного поля в системе новой звезды. Следует отметить, что теоретические работы, предсказывавшие наличие диска вокруг вспыхивающей звезды, получили после исследования А. А. Боярчука и Э. Р. Мустеля сильную наблюдательную поддержку. Построенная недавно Э. Р. Мустелем картина вспышки новой в системе тесной двойной звезды достаточно хорошо объясняет всю совокупность наблюдаемых закономерностей при вспышке новой.

В 60—70-е годы большие успехи были достигнуты в изучении химического состава новых звезд. В первых работах химический состав оболочек новых анализировался по эмиссионному спектру в небулярной стадии с применением методики анализа химического состава планетарных туманностей. Было обаружено сильное превышение содержания элементов C, N и O над нормальным (солнечным) в оболочках пяти новых. Э. Р. Мустель и Л. И. Антипова впервые использовали для анализа химического состава новых абсорбционные предмаксимальные спектры DQ Her 1934 г. и HR Дельфина 1967 г. и получили содержание химических элементов непосредственно в атмосфере звезды. Они также нашли сильный избыток содержания элементов C, N и O по отношению к содержанию металлов (в 10—100 раз). Л. И. Антипова подтвердила аномальное содержание атомов C и N путем измерения интенсивностей полос поглощения CN, наблюдавшихся у некоторых новых после максимума блеска. Относительное содержание металлов в новых не отличается от нормального для звезд главной последовательности. А. А. Боярчук методом кривых роста, примененным к спектру V 1500 Лебедя, также получил аномально

большое содержание He, C, N и O в атмосфере новой. Теоретические расчеты Старфилда показали, что атомы C, N и O играют очень важную роль в явлении вспышки новой, и содержание этих элементов должно быть повышенным в отделяющейся от звезды оболочке. Наблюдения обнаружили и более тонкие особенности химического состава: так, содержание атомов азота в экваториальных кольцах выше, чем в полярных шапках.

Все определения химического состава новых находятся в качественном согласии с моделью, развиваемой в последние годы. Вспышку связывают с нарушением тепловой устойчивости белого карлика в системе двойной звезды, испытывающего аккрецию вещества со скоростью 10^{-6}—10^{-8} $\mathfrak{M}_\odot$/год, вызванным второй, более холодной, компонентой, заполняющей свою полость Роша. Нарушение теплового режима приводит к термоядерному взрыву и сбросу части вещества горячей компонентой. Если, однако, среди новых звезд имеются одиночные (ряд исследователей склонен считать одиночной Новую V 1500 Лебедя), то в модели такой новой постулируется аккреция межзвездного вещества на белый карлик. Однако у V 1500 Лебедя наблюдались фотометрический период 3,4 ч и его изменения, которые трудно объяснить в рамках гипотезы одиночной звезды.

Следует отметить, что очень слабым местом теории вспышек новых долгое время было почти полное отсутствие информации о спектрах новых перед вспышкой. Лишь у Новой V 603 Орла 1918 г. имелся спектр перед вспышкой, полученный с малой дисперсией и к тому же недодержанный. Спектр не содержал каких-либо спектральных линий, и его интерпретация поэтому была неясна. Теперь имеются данные еще о двух новых перед вспышкой: спектр HR Дельфина за 7 лет до вспышки и спектры V 533 Her 1963 г. за 2 года и за несколько месяцев до вспышки. По непрерывному спектру они похожи на спектр O- или ранней B-звезды с небольшим покраснением. Линии в спектрах обеих звезд не обнаружены. Имеются указания на то, что с приближением к моменту катастрофической вспышки звезда становилась горячее.

О состоянии новой перед вспышкой можно судить также по ее наблюдениям в состоянии минимального блеска спустя много лет после вспышки. Такие наблюдения, проведенные с помощью крупнейших телескопов мира, также показывают, что в минимуме блеска новая

имеет такой же спектр, как и очень горячая карликовая звезда. В минимуме блеска видны также линии спектра второй холодной компоненты.

В минимуме блеска у новых звезд (кроме двойственности) еще в 50-х годах было открыто явление быстрых хаотических вспышек с небольшой амплитудой. В последние годы это нашло естественное объяснение в рамках гипотезы аккреции. Очень быстрые изменения блеска с временами от нескольких десятков секунд до десятков минут были приписаны газодинамическим вихрям в диске, окружающем белый карлик, и вращающимся в нем по кеплеровским орбитам. Более длительные фотометрические изменения можно связать с переменностью красной компоненты — спутника белого карлика.

Эруптивные звезды — возможные предшественники планетарной туманности. В последние десятилетия открыто несколько эруптивных переменных звезд, новоподобных по изменению блеска и по ряду признаков причисляемых к возможным протопланетарным объектам, т. е. звездам, сбрасывающим газовую оболочку, которая может стать впоследствии планетарной туманностью.

Первой в исторической последовательности является FG Стрелы. Эта переменная звезда находится точно в геометрическом центре планетарной туманности He 1—5, имеющей размеры 30″. Фотографические наблюдения ее блеска за период с 1890 по 1960 г. показали, что блеск звезды непрерывно рос и увеличился на 5^m за 70 лет. Наряду с изменением блеска, звезда систематически изменяет свой спектр. Его изменения были прослежены от B4 I в 1954 до G5 I в 1978 г. Исследование FG Стрелы в 1965 г., выполненное Хербигом и А. А. Боярчуком, показало, что звезда, возможно, сбрасывает новую оболочку. Как было установлено при дальнейшем изучении звезды, проведенном Лангером, Крафтом и Андерсоном, атмосфера звезды в 1969 г. приобрела четкие признаки аномального химического состава, что выразилось в появлении многочисленных сильных линий редкоземельных элементов. Объяснение наблюдавшегося пекулярного линейчатого спектра было дано в ряде теоретических работ, связавших феномен FG Стрелы с общей проблемой нуклеосинтеза в звездах.

Спектральные и фотометрические наблюдения FG Стрелы систематически проводятся на ряде обсерваторий: в Ликской обсерватории в США (изучение спектра

с высокой дисперсией), в Зоннеберге, в ГАИШ (фотометрические наблюдения). На Крымской станции ГАИШ с 1967 по 1979 гг. В. П. Архипова и Г. В. Зайцева получили свыше 400 фотоэлектрических оценок блеска звезды при помощи 60-сантиметрового рефлектора. Их наблюдения показали, что возрастание блеска в желтых лучах прекратилось в 1970 г., а в синих и ультрафиолетовых — еще раньше, и в настоящее время блеск растет только в красной области спектра. Это связано с продолжающимся охлаждением звезды со скоростью примерно 400 К в год и происходящим из-за этого перераспределением энергии в ее спектре.

С 1975 г. у FG Стрелы четко обозначились периодические колебания блеска с постепенно возрастающим периодом. Амплитуда колебаний максимальна в ультрафиолетовых лучах и достигает $0^m,7$. Колебания блеска непериодического характера наблюдались у звезды на протяжении всей ее фотометрической истории, однако периодический характер они приобрели лишь недавно в связи с вступлением звезды в полосу нестабильности на диаграмме спектр — светимость. Перемещение FG Стрелы внутри полосы нестабильности к ее низкотемпературной границе имеет следствием рост периода пульсаций — этот наблюдательный факт служит блестящим подтверждением пульсационной теории. Период колебаний блеска за 5 лет (с 1973 по 1979 гг.) увеличился с 60 до 90 дней. Применение теории пульсаций к наблюдениям FG Стрелы позволило оценить ее массу.

Туманность, окружающая FG Стрелы, была изучена в работах Хенайза, Фолкнера, Бесселя и др. Было найдено, что по своим параметрам — поверхностной яркости, размерам, плотности — она может быть отнесена к разряду старых планетарных туманностей, находящихся на поздней стадии расширения. Если источник ионизации в настоящее время отсутствует, то высвечивание туманности должно стать заметным в течение одного — двух десятилетий. Однако имеющиеся, правда, не очень надежные, указания на двойственность FG Стрелы заставляют с осторожностью относиться к такому прогнозу.

Среди других эруптивных звезд, сбросивших туманности в результате вспышки за последние 15 лет, наиболее известны V 1016 и V 1329 Лебедя и HM Стрелы. У всех трех звезд сходные фотометрическая и спектральная истории. После вспышки их спектры похожи на

спектр планетарной туманности. Все три имеют большие избытки инфракрасного излучения, делающие их очень яркими источниками в диапазоне длин волн около 10 мкм. Последнее обстоятельство роднит в некоторой степени эти эруптивные объекты с медленными новыми типа FH Змеи.

V 1016 Лебедя до 1965 г. была холодной звездой спектрального класса Me с ярко выраженными признаками этого класса (полосы окиси ванадия в спектре поглощения, H_α в спектре излучения). Она была слабее 15^m и было мало сведений о ее поведении до этого года. В июле 1965 г. ее блеск увеличился до 11^m, и у нее появился эмиссионный спектр, напоминающий спектр планетарной туманности невысокого возбуждения. Эмиссионные линии водорода, гелия, [OIII], [FeII], [NeIII] были очень интенсивными, а непрерывный спектр весьма слаб. Через несколько лет после вспышки было обнаружено сильное инфракрасное и радиоизлучение звезды. Инфракрасное излучение V 1016 Лебедя возникает в двух пылевых оболочках с существенно различными температурами — 200 и 900 К. После вспышки блеск звезды почти постоянен и в спектре растет степень возбуждения. Полосы поглощения окиси ванадия и титана продолжают наблюдаться и после вспышки.

Физические характеристики V 1016 Лебедя указывают на то, что очень горячая звезда возбуждает туманность. Туманность расширяется со скоростью 34 км/с. Относительно происхождения туманности и кратности звезды в настоящее время ведется жаркая дискуссия. Группа итальянских исследователей во главе с Маммано считает, что V 1016 Лебедя относится к типу двойных, так называемых симбиотических звезд, у которых система состоит из горячего субкарлика и позднего гиганта, окруженных общей протяженной оболочкой. В рамках такой гипотезы туманность, дающая сейчас эмиссионные линии в спектре V 1016 Лебедя, образована в результате стационарной потери массы поздним гигантом со скоростью $10^{-5}\mathfrak{M}_\odot$ в год в течение примерно 1000 лет. Пылевая оболочка — также результат истечения вещества холодной компоненты. Ионизацию в туманности, по этой гипотезе, создает горячий маленький спутник гиганта — звезда с температурой около 50 000 К.

Другая гипотеза о природе V 1016 Лебедя исходит из предположения, что звезда — одиночная. До вспышки она

была холодным гигантом, который терял массу путем истечения, вокруг него за 1000 лет сформировалась околозвездная пылевая оболочка с температурой около 200 К. В результате резкого нарушения равновесия темп потери вещества гигантом сильно увеличился, и в 1965 г. звезда сбросила газовую оболочку. Она и образовала расширяющуюся туманность, дающую сейчас эмиссионный спектр. Пылевая оболочка с температурой 900 К либо была выброшена при вспышке, либо сформировалась путем сгребания вещества околозвездной оболочки. Обнажившееся после сброса ядро М-гиганта имеет температуру порядка 50 000 К и обусловливает ионизацию туманности. Вещество продолжает течь, как показывают наблюдения, со скоростью 105 км/с и пополняет массу туманности, догоняя ее. Радиоизлучение возникает в ионизованной области туманности. Такова современная картина формирования планетарной туманности из одиночной звезды-гиганта позднего спектрального класса.

Другой объект — V 1329 Лебедя — в отличие от V 1016 Лебедя, без сомнения, является двойной звездой. Это широкая пара, состоящая из позднего гиганта M 8 и горячей звезды низкой светимости. Вспышка на 3^m в 1964 г. привела к открытию V 1329 Лебедя как звездообразной планетарной туманности низкого возбуждения. При дальнейших исследованиях выяснилось, что звезда имеет сильный инфракрасный избыток в области 1—10 мкм и спектр ее аналогичен спектру V 1016 Лебедя. После вспышки блеск звезды продолжает изменяться с периодом 960^d. В ГАИШ систематически ведутся наблюдения этого объекта в оптической и инфракрасной областях. Возможно, что в случае V 1329 Лебедя мы имеем пример формирования планетарной туманности в системе двойной звезды. Двойные ядра у туманностей известны, хотя и весьма мало исследованы.

Наконец, третий объект — HM Стрелы — открыт в 1976 г. в ГАИШ О. Д. Докучаевой на фотопластинке, полученной ею совместно с Б. Балашем на обсерватории Пискестето в ВНР. После исследования фотометрической истории объекта оказалось, что HM Стрелы вспыхнула в 1975 г. на 6^m, став объектом 11-й видимой звездной величины, а до вспышки, вероятно, испускала линию H_α, будучи очень красной, т. е. была звездой Ме, как и V 1016 Лебедя. После вспышки блеск сохранился на уровне максимального, испытывая при этом заметные флук-

туации с амплитудой до $0^m,5$. Спектр звезды напоминает спектр планетарной туманности невысокого возбуждения. У HM Стрелы открыто инфракрасное и радиоизлучение. Первые исследования блеска и спектра HM Стрелы выполнены в ГАИШ О. Д. Докучаевой, В. П. Архиповой и В. Ф. Есиповым. Инфракрасные наблюдения проводятся О. Г. Тарановой и Б. Ф. Юдиным.

Поиски двойственности звезды привели к открытию полос CO и H_2O, возникающих, вероятно, в атмосфере холодной компоненты. Модель HM Стрелы, построенная по совокупности оптических, инфракрасных и радионаблюдений, представляет двойную звезду, красная компонента которой окружена пылевой околозвездной оболочкой. Детали модели пока не все ясны. В частности, горячая компонента может иметь характеристики звезды Вольфа — Райе. Исследования звезды продолжаются на крупнейших обсерваториях мира.

Три рассмотренных выше объекта — HM Стрелы, V 1016 и V 1329 Лебедя своим фотометрическим поведением очень напоминают симбиотические звезды. Однако амплитуда вспышки HM Стрелы слишком велика для симбиотической звезды. Симбиотические звезды не имеют в максимуме блеска и после него значительных инфракрасных избытков излучения. Их блеск быстро ослабевает после максимума. Между тем у V 1016 Лебедя, как и у V 1329 Лебедя, максимум блеска сохраняется уже 15 лет, а у HM Стрелы — около 5 лет. Они находятся в числе сильнейших источников инфракрасного излучения. Все эти особенности, а также появление в максимуме блеска небулярного спектра выделяет данные звезды из группы обычных симбиотических звезд и заставляет их считать отдельной группой эруптивных переменных, новоподобных по характеру вспышки, но не похожих на обычные новоподобные звезды. В настоящее время большинство исследователей склонно их рассматривать как звезды, находящиеся непосредственно на стадии сброса оболочки, которая через некоторое время может стать обычной планетарной туманностью.

FG Стрелы не имеет аналогов по фотометрическому и спектральному поведению и относится к уникальным переменным звездам. Возможно, эта звезда приближается к стадии красного гиганта, за которой может последовать сброс оболочки, и предшествует в эволюции объектам типа HM Стрелы.

ЛИТЕРАТУРА

Антипова Л. И. 1974 — In: Highlights of Astronomy/Ed. G. Contopoulos.— Dordrecht: Reidel Publ. Co., p. 501.

Архипова В. П., Мустель Э. Р., 1975.— In: Variable Stars and Stellar Evolution (Proc. IAU Symp., No. 67)/Eds V. Sherwood a. L. Plaut.— Dordrecht: Reidel Publ. Co., p. 305.

Воронцов-Вельяминов Б. А., 1948 — Газовые туманности и новые звезды,— М.: изд-во АН СССР.

Гейзель, Клайнман, Лоу, 1970 — *Geisel S. L., Kleinmann D. E., Low F. J.*— Ap. J., v. 161, p. L101.

Крафт, 1964 — *Kraft R. P.*— Ap. J., v. 139, p. 457.

Кукаркин Б. В., 1949 — Исследование структуры и эволюции звездных систем на основе изучения переменных звезд.— М.: Гостехиздат.

Мак Лафлин, 1963 — В кн.: Звездные атмосферы./Под ред. Дж. Гринстейна.— М.: ИЛ, с. 575.

Мустель Э. Р., Боярчук А. А., 1970 — Ap. Sp. Sci., v. 6, p. 183.

Пачинский, 1965 — *Paczynski B.*— Acta Astr., v. 15, p. 197.

Пейн-Гапошкина, 1957 — *Payne-Gaposhkin C.* The Galactic Novae.— Amsterdam: North Holland Publ. Co.

Уокер, 1957 — *Walker M. F.*— In: Non-stable stars (Proc. IAU Symp., No. 3)/Ed. G. H. Herbig, p. 46.

Фредъюнг, 1971 — Fredjung M. — Astr. Ap., v. 14, p. 440.

Глава IV

МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ГРУППИРОВКИ

Ю. Н. ЕФРЕМОВ

§ 1. Введение

Звезды распределены в пространстве весьма неравномерно, образуя группировки самого разного размера и с разным числом членов. Кратные звездные системы насчитывают от двух звезд, вращающихся вокруг общего центра масс, до шести-восьми. Беднейшие рассеянные скопления состоят из нескольких десятков членов, богатые включают тысячи звезд. Шаровые скопления насчитывают сотни тысяч звезд, концентрация звезд к их центру резко возрастает, а размеры их вместе с внешними областями (так называемой короной) доходят до 100—150 пс. Таковы же обычные размеры и звездных ассоциаций, которые, как правило, не выделяются непосредственно на фотографиях среди звезд фона. Лишь исследования спектров или переменности блеска звезд позволяют установить, что поверхностная плотность горячих звезд высокой светимости (спектрального класса O) и/или быстрых неправильных переменных звезд (типа T Тельца) в области ассоциации существенно больше, чем вне ее. Вопрос о присутствии в ассоциации звезд других типов остается дискуссионным. От его решения зависит и ответ на вопрос, является ли ассоциация динамически устойчивой. Звезды в скоплениях бесспорно связаны взаимным тяготением, хотя могут медленно терять наиболее быстрые члены.

Возраст звездных скоплений может быть самым разным — от 10^6 до 10^{10} лет, тогда как все ассоциации очень молоды, возраст их не превышает 10^7 лет, и во многих случаях в них наблюдаются признаки продолжающегося звездообразования. Области, охваченные звездообразованием, содержащие сотни звезд класса O и ионизованный ими водород, могут иметь диаметр до 0,5 кпс и больше;

их называют сверхассоциациями или комплексами H II. В последнее время накапливается все больше аргументов за то, что такие же размеры могут иметь и группировки с возрастом до 10^8 лет — звездные комплексы.

Предельно велик возраст (сравним с возрастом Галактики) наиболее богатых — шаровых скоплений. Рассеянные скопления, по-видимому, образовывались и в отдаленные эпохи, но наиболее старые из них не дожили до наших дней, растеряв всех своих членов, особенно при сближениях с массивными газовыми облаками, населяющими галактический диск. Недаром все старые рассеянные скопления (возраст их доходит до $5 \cdot 10^9$ лет) находятся на расстояниях порядка 1 кпс от плоскости Галактики — у тех, орбиты которых лежали в этой плоскости, не было шансов уцелеть. В нашей Галактике нет или почти нет молодых шаровых скоплений, однако они имеются в соседних галактиках; особенно много их в ближайшей к нам неправильной галактике — Большом Магеллановом Облаке. Предметом этой статьи будут звездные группировки всех видов, за исключением старых шаровых скоплений (им посвящена следующая глава) и кратных звезд.

Изучение звездных группировок является той узловой проблемой астрофизики и звездной астрономии, которая одинаково важна как для понимания физики и эволюции звезд, так и для понимания строения и эволюции звездных систем. Звезды, образующие группировку, имеют общее происхождение (образование ее при случайной встрече звезд — исключительно маловероятное событие), примерно одинаковые возраст и химический состав. Это означает, что только различие в массах определяет различие в положении звезд скопления на диаграмме цвет — светимость, которая связывает поверхностную температуру звезды с количеством излучаемой ею энергии. Эта диаграмма служит главным средством сравнения с наблюдательными данными теории строения и эволюции звезд, позволяющей вычислить эволюционные изменения температуры (цвета) и светимости звезд разных масс и химического состава. Понятно, что наблюдаемая диаграмма цвет — светимость (далее просто диаграмма) должна быть изохроной, на которой располагаются звезды разных масс, но одного возраста.

Далее, для скоплений разработаны надежные методы определения расстояний, и именно на них основана в

настоящее время вся шкала расстояний во Вселенной, поскольку зависимость период — светимость калибруется по цефеидам, входящим в состав рассеянных скоплений. Возраст скоплений можно определить по виду их диаграмм цвет — светимость или по интегральным показателям цвета; они видны на больших расстояниях и поэтому служат главным средством исследования структуры Галактики и ее эволюции.

Наиболее молодые звезды встречаются только в скоплениях, ассоциациях и звездных комплексах. Поэтому не подлежит сомнению вывод, со всей определенностью сделанный В. А. Амбарцумяном (1949), о том, что звезды образуются совместно, группами, хотя размеры областей звездообразования могут достигать нескольких сотен парсек. Изучение молодых звездных группировок имеет первостепенное значение для решения проблемы звездообразования.

Положение звезд того или иного типа на диаграмме скопления позволяет решить вопрос об их эволюционном статусе, что особенно важно для переменных и пекулярных звезд (Ю. Н. Ефремов (1974)). Членство в скоплении позволяет оценить светимость, избытки цвета, массу, возраст и даже химический состав звезд, и во многих случаях, особенно для звезд больших масс, это единственный источник таких сведений.

И конечно же, изучение строения и эволюции звездных группировок, этих деревень и городов на континентах галактик, интересно и само по себе.

В настоящей главе мы остановимся в первую очередь на тех аспектах изучения молодых звездных группировок, в которых существенный вклад внесен учеными ГАИШ.

§ 2. Единство происхождения и структуры звездных скоплений

На диаграммах рассеянных скоплений главная последовательность (ГП) отделена широким пробелом от красных субгигантов, имеющих примерно ту же светимость, что и верхний конец главной последовательности в данном скоплении. От скопления к скоплению эта светимость меняется в широких пределах. У шаровых скоплений ГП поворачивает вправо вверх при почти одинаковой

у разных скоплений светимости и без разрыва переходит в ветвь субгигантов и гигантов. Теория звездной эволюции объясняла эти особенности диаграмм тем, что звезды покидают главную последовательность (на которой источником их энергии служит превращение водорода в гелий в их ядрах) после истощения водорода в ядрах тем быстрее, чем больше их масса: звезды больших масс скачком, а звезды малых масс медленно переходят в область красных сверхгигантов и гигантов. Чем менее яркие звезды еще остались на ГП, тем больше возраст скопления (подробнее см. обзоры П. Н. Холопова (1976) и Ю. Н. Ефремова (1976)).

Таким образом, различия диаграмм рассеянных и шаровых скоплений объясняются бóльшим (и примерно одинаковым) возрастом шаровых скоплений; на ранней стадии развития диаграммы шаровых скоплений не отличались от диаграмм молодых рассеянных скоплений. Звезды большой массы в шаровых скоплениях ныне находятся на практически ненаблюдаемой стадии эволюции (нейтронные звезды или черные дыры), и нет необходимости в допущении, что они изначально отсутствовали в этих скоплениях. П. Н. Холопов, подчеркивая важность этого вывода, одним из первых заключил, что молодые богатые скопления Магеллановых Облаков, бывшие камнем преткновения для классификаторов скоплений, являются просто молодыми шаровыми скоплениями, в нашей Галактике отсутствующими или, как он считает более вероятным, скрывающимися за пылевыми облаками. Этот вывод, вытекающий не только из характера диаграмм, голубого интегрального цвета и в некоторых случаях — присутствия цефеид, ныне полностью подтвержден результатами изучения распределения звездной плотности — богатые молодые скопления БМО полностью подобны динамически старым шаровым скоплениям Галактики, так же сильно концентрируются к своему центру, хотя в среднем несколько уступают им по массе.

Весьма интересен вопрос о том, почему в Магеллановых Облаках молодые шаровые скопления составляют 40% от общего числа шаровых скоплений, а в Галактике и М 31 — не более нескольких процентов. По мнению Ю. Н. Ефремова (1976, 1979) это объясняется отсутствием в Магеллановых Облаках спиральной структуры, которая по современным представлениям связана с волной

повышенной плотности газа, стимулирующей звездообразование. Динамическое подобие молодых шаровых скоплений БМО, возраст которых меньше времени релаксации, старым шаровым скоплениям Галактики позволяет считать, что структура звездных группировок отражает структуру исходного газового облака к моменту обособления протозвезд. Волна плотности может инициировать звездообразование в газовом облаке еще до того, как его плотность под действием собственного тяготения повысится к центру, и в этом случае образуется не скопление, а комплекс или ассоциация. В спиральной галактике приход волны плотности неизбежен для областей, находящихся вдали от радиуса коротации, а в неправильной галактике газовые облака имеют возможность спокойно проэволюционировать в скопления, хотя и в них ударная волна от сверхновой может помешать этому. По-видимому, именно отсутствие в неправильных галактиках спиральной волны плотности приводит к более медленному темпу звездообразования и сохранению до наших дней массивных облаков газа, превращающихся в шаровые скопления. Подтверждением этой гипотезы служит то обстоятельство, что в галактиках M 33 и NGC 2403 с менее выраженной, чем в M 31, спиральной структурой и меньшим сжатием газа в волне плотности, доля молодых шаровых скоплений составляет более 50% и на порядок выше, чем в M 31 и Галактике. Однако лишь обнаружение скоплений и определение их показателей цвета в мощных спиральных рукавах в M 51 и M 81, вполне доступное крупнейшим телескопам, позволило бы сделать окончательный вывод — вдали от радиуса коротации в них не должно быть богатых голубых скоплений. Загадочна концентрация богатых молодых скоплений в мощном спиральном рукаве S4 в M 31; возможно, что они находятся далеко от плоскости, по которой прокатывается волна плотности.

Таким образом, различия между рассеянными и шаровыми скоплениями — это прежде всего различия, обусловленные разной их массой, а для нашей Галактики и различием возрастов. Структура же тех и других, как показал в цикле многолетних исследований П. Н. Холопов (1968), одинакова. Начиная с 1954 г. П. Н. Холопов исследовал методом звездных подсчетов строение ряда шаровых скоплений и установил, что они простираются гораздо дальше, чем это видно непосредственно на фото-

графиях. Затем тем же методом была исследована, при участии Н. М. Артюхиной, структура 11 рассеянных скоплений. В результате этой кропотливой работы П. Н. Холопов не только подтвердил вывод Шепли и Трюмплера о существовании у скоплений протяженных внешних областей — корон, но заключил, что короны являются важной особенностью структуры всех скоплений — от самых бедных рассеянных до богатых шаровых. Структура всех скоплений одинакова, причем отношение радиуса короны к радиусу ядра возрастает с увеличением массы скопления от 2—3 до 10 независимо от возраста скопления. Непосредственно на фотографиях выделяются лишь ядра скоплений, короны выделяются лишь при звездных подсчетах — если этому не мешают плотный фон и неоднородное поглощение света; иногда помогают определения собственных движений звезд.

Весьма важен полученный П. Н. Холоповым вывод о динамической устойчивости корон скоплений в поле приливных сил Галактики. С учетом наличия слабых звезд плотность скопления, включая корональную область, оказывается выше критической, так что короны образованы постоянными членами скоплений, а не покидающими их звездами. Поскольку одинаково богатые и обширные короны наблюдаются и у старых и у молодых скоплений, П. Н. Холопов заключил, что корона не порождается ядром, а возникает одновременно с ним: структура скопления определяется структурой исходного газового облака, в согласии с тем, что уже говорилось выше.

Вывод об устойчивости корональных областей скоплений привел П. Н. Холопова к заключению, что О-ассоциации, которые можно рассматривать как корональные области молодых скоплений, также должны быть динамически устойчивыми.

§ 3. Звездные ассоциации

Проблема устойчивости звездных ассоциаций в течение четверти века вызывала острые дискуссии, поскольку из нестабильности ассоциаций В. А. Амбарцумян в 1952—56 гг. сделал вывод о происхождении звезд на сверхплотных тел. Ассоциации даже определялись как распадающиеся звездные системы. Такой вывод следовал из

предположения (оно в сущности никогда не было доказано), что в О-ассоциациях число звезд низкой светимости относительно О-звезд гораздо меньше, чем в общем поле.

По оценке В. А. Амбарцумяна (1953) плотность ассоциаций не превышает плотности окружающего звездного поля, и взаимного притяжения звезд ассоциаций недостаточно для того, чтобы удержать их вместе; за несколько десятков миллионов лет ассоциации должны распасться, приобретая перед этим форму, вытянутую в галактической плоскости. Из отсутствия такой вытянутости В. А. Амбарцумян и сделал вывод о том, что звезды ассоциаций уже при образовании получили скорости, направленные от их центра. Это предсказание расширения ассоциаций было сразу же подтверждено Блаау для группы ζ Персея, что произвело огромное впечатление на астрономическую общественность. Резко возрос интерес к проблемам звездообразования и изучению молодых звездных группировок. Вывод о продолжающемся в наше время групповом образовании звезд стал общепринятым. Генезис этого вывода описан в обзоре Ю. Н. Ефремова (1976).

Однако тогда же и вывод о низкой пространственной плотности О-ассоциаций и идентификация ряда ассоциаций были подвергнуты критике, в особенности со стороны Б. А. Воронцова-Вельяминова и А. И. Лебединского. Б. А. Воронцов-Вельяминов (1953), в частности, отмечал, что постоянная связь ассоциаций с массивными газовыми туманностями делает их «сверхустойчивыми, независимо от степени концентрации в них звезд более поздних классов».

В 1951 г. П. Н. Холопов показал, что вокруг большинства звезд типа Т Тельца имеется ряд других более слабых звезд того же типа. Две большие Т-ассоциации, казавшиеся весьма разреженными, превратились в несколько самостоятельных ассоциаций, плотность которых оказалась сравнима с плотностью звездных скоплений. Как позднее заключил П. Н. Холопов (1979), это обстоятельство, равно как и весьма малая дисперсия скоростей членов Т-ассоциаций, означает, что об их неустойчивости не может быть и речи.

Однако во всех достаточно близких О-ассоциациях обнаружены и звезды типа Т Тельца (это обычно звезды классов F и G) и звезды классов В и А, равно как и

вспыхивающие звезды (классы К и М). Это означает, что «средняя плотность звездных ассоциаций гораздо выше той, которая им приписывалась в конце 40-х годов» (П. Н. Холопов (1979)). В то же время вокруг почти всех ассоциаций обнаружены огромные массы нейтрального и молекулярного водорода.

С наблюдательной точки зрения вопрос о расширении О-ассоциаций остается в настоящее время открытым. Наблюдательные ошибки любого рода ведут к преувеличению дисперсии скоростей. Наблюдаемое ныне расширение может смениться сжатием, признаки которого также обнаруживаются у некоторых ассоциаций. Анализ движения звезд Трапеции Ориона, проведенный в ГАИШ (см. П. Н. Холопов (1979)), показал, что учет поля тяготения звездного скопления, в которое они входят, приводит к выводу, что эти звезды не разбегаются, а описывают вытянутые эллиптические орбиты. Как уже говорилось, исследование корон скоплений привело к выводу (П. Н. Холопов (1968)), что О-ассоциации, которые можно рассматривать как короны молодых скоплений, безусловно стабильны. Среди них h, χ Персея и NGC 6231 — первые О-ассоциации, на которые обратил внимание В. А. Амбарцумян. «Если бы это стало известно в 1947 г.,— заключает П. Н. Холопов (1979),— то гипотеза о динамической неустойчивости звездных ассоциаций, возможно, не была бы высказана...»

Так или иначе, в настоящее время вопрос о стабильности звездных ассоциаций не является критическим для теории звездообразования. Молодая звездная группировка может потерять газ под давлением излучения О-звезд или сверхновой и стать нестабильной, до трети звезд выбрасывается из скопления в процессе его первичного гравитационного коллапса. С другой стороны, современная всеволновая астрономия установила, что существует множество облаков молекулярного водорода, в которых условия совпадают с требуемыми согласно теории для конденсации звезд; наблюдаются признаки и гравитационного коллапса таких облаков и существования протозвезд, промежуточных по плотности между звездами и газовыми туманностями.

Подводя итоги своим тридцатилетним исследованиям звездных ассоциаций, П. Н. Холопов (1979), бывший когда-то убежденным сторонником представлений об их нестабильности, заключает, что «звездные ассоциации —

это возникающие звездные скопления (или группа таких скоплений), находящиеся на самой ранней стадии своего развития в процессе гравитационной конденсации из диффузного вещества».

§ 4. Звездные комплексы

Ассоциациями, однако, можно называть и молодые звездные группировки, не обнаруживающие видимой концентрации к центру (Ю. Н. Ефремов (1976)). Многочисленные примеры таких группировок имеются в БМО, причем размеры их могут быть меньше размеров шаровых скоплений, а в среднем составляют 80 пс. Есть примеры ассоциаций, более старых, чем скопления. Отсутствие конденсации звезд к центру в ассоциациях БМО явно не может быть вызвано повышением к центру последних поглощения света; признаков роста поглощения на их диаграммах нет. Именно за такими группировками и лучше было бы сохранить название ассоциаций. Эти группировки образуются, по-видимому, под действием ударной волны, пришедшей, например, от соседней сверхновой еще до того, как в газовом облаке возникла центральная конденсация. При звездообразовании под действием внешнего давления, как показывают последние работы, доля звезд больших масс может быть выше *), как и считал В. А. Амбарцумян для О-ассоциаций; внешние части таких группировок, опять же в согласии с его выводами, могут быть гравитационно несвязанными, однако теория конденсации звезд из диффузионной среды описывает и эти особенности ассоциаций (С. Б. Пикельнер (1970)). Отметим, что сам В. А. Амбарцумян наличие ядер — скоплений считал обязательным признаком О-ассоциаций.

Среди 122 ассоциаций БМО имеются и 15 более крупных образований со средним диаметром 225 пс, которые Ходж и Люке (1970) называют звездными облаками. Некоторые из них (например, A 96 и A 106) являются группировками нескольких ассоциаций, у прочих ассоциаций также бросается в глаза тенденция образовывать группы с размерами около 0,5—1,0 кпс. Бааде (1963) давно уже отмечал, что звездообразование идет в двух

*) Возможно даже, что внешнее давление является необходимым условием для образования звезд большой массы.

масштабах — в скоплениях и ассоциациях с размером 10—100 пс и в областях размером 500—600 пс, которые по мере старения звезд в них сливаются с фоном. Встречаемость молодых звезд в таких областях — «созвездиях» — Вестерлунд и Смит (1964) объясняли тем, что они образуются либо в многочисленных быстро (за 10^6—10^7 лет) распадающихся маленьких скоплениях, либо (и это более вероятно) тем, что после возникновения диска «образование звезд происходит в огромных турбулентных облаках с размерами между 150 и 1000 пс», причем образуются как одиночные и кратные звезды, так и скопления и ассоциации, а дисперсия возрастов звезд в таких облаках составляет по крайней мере 10^7 лет. Существование в БМО полусотни конденсаций H I с размерами 300—800 пс (Мак Джи, Милтон (1966)) явно подкрепляет эту картину.

Комплекс горячих звезд высокой светимости и гигантскую эмиссионную туманность 30 Золотой Рыбы (NGC 2070) в БМО и аналогичные им образования с абсолютной величиной выше — $13^m,5$ в других галактиках В. А. Амбарцумян предложил называть сверхассоциациями; еще раньше этот термин употреблял Бааде. Размеры комплекса 30 Золотой Рыбы обычно оцениваются в 600 пс. Это интереснейшее образование заслуживает подробного описания, но пока мы отметим только, что особенности его, включая высокую светимость, связаны с присутствием огромного числа очень молодых массивных звезд — по-видимому, в центре его находится шаровое скопление на стадии формирования (рис. 50).

Тенденция молодых горячих звезд образовывать обширные звездные облака была впервые подмечена Б. А. Воронцовым-Вельяминовым (1953), в частности, при исследовании M 33. Тогда же он говорил о непрерывном переходе от звездных облаков с диаметром около 500 пс к звездным скоплениям. Недавно в M 33 Хемфрис (1979) выделила 141 ассоциацию со средним диаметром 230 пс.

Итак, области, занимаемые O-звездами с возрастом, не превышающим 10^7 лет, имеют размеры порядка 100—500 пс, а может быть, и больше; после выгорания O-звезд эти области становятся неразличимы среди звезд фона. Через время порядка $(3—5)\cdot 10^7$ лет самыми яркими звездами в них становятся цефеиды; даже если группировка нестабильна, то за это время размеры ее при наблюдаемой дисперсии скоростей 10 км/с возрастут от,

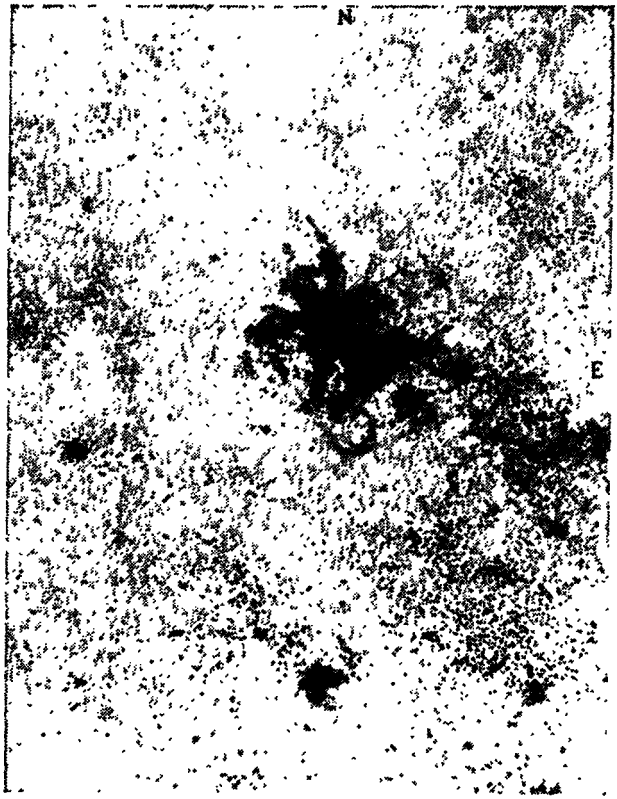


Рис. 50. Область сверхассоциации 30 Золотой Рыбы в Большом Магеллановом Облаке. В центре гигантской газовой туманности Тарантул (30 Dor = NGC 2070) находится богатое очень молодое скопление, содержащее много весьма массивных звезд, в том числе около двух десятков звезд Вольфа — Райе. Это крупнейшая из известных группировок звезд данного типа. Возможно, что мы имеем дело с шаровым скоплением на стадии образования. Другое богатое молодое скопление NGC 2100 находится близ левого края фотографии. В правом верхнем и правом нижнем углах — огромные OB-ассоциации с размерами около 150—200 пс.

скажем, 100 до 500 пс. Следовательно, должны существовать группировки звезд с возрастом до 10^8 лет и характерным размером 0,5 кпс, выявить которые удобнее всего по легко обнаруживаемым цефеидам — переменным звездам-сверхгигантам; их относительные расстояния известны благодаря зависимости период — светимость с ошибкой до 10%, а возраст — благодаря зависимости период — возраст (Ю. Н. Ефремов (1978а)) с ошибкой около $0{,}1 \cdot 10^7$ лет (рис. 51, 52).

Действительно, по близости положения в пространстве и близости лучевых скоростей в Галактике было выделено свыше трех десятков групп цефеид (в каждую из них входит от 4 до десятка звезд) со средним размером 600 пс. Помимо цефеид эти группы содержат обычно молодые скопления, сверхгиганты, а в 12 случаях их составной частью являются ОВ-ассоциации (Ю. Н. Ефремов (1978б)). По-видимому, в них присутствует и большое число звезд главной последовательности, хотя выявить их практически невозможно. Одной из таких групп является и Местная система в окрестностях Солнца, включающая две или три цефеиды и восемь бедных скоплений. Судя по периодам цефеид и возможной связи с О-ассоциациями, дисперсия возрастов в этих звездных комплексах доходит до $(3—5) \cdot 10^7$ лет, а возраст — до $8 \cdot 10^7$ лет (Ю. Н. Ефремов (1978б)).

Конечно, выделение конкретных членов звездных комплексов, да и некоторых самих комплексов еще более неоднозначно, чем в случае О-ассоциаций, однако само существование их не подлежит сомнению.

Непосредственно тенденцию цефеид образовывать обширные группы вместе с другими молодыми объектами можно показать на примере тех областей туманности Андромеды (вне спиральных рукавов), где мало тех и других и случайное совпадение практически исключено. Группировки молодых звезд со средним диаметром 480 пс выделил в этой галактике ван ден Берг (1964) под неудачным названием ОВ-ассоциаций. Оказывается, что в пределы ассоциации ОВ 24 попадает пять цефеид и плотность их здесь впятеро больше, чем в окружении, в 40 раз большем по площади; о концентрации цефеид в ОВ 21 говорит и сам ван ден Берг. Имеется и группа из пяти цефеид, не идентифицированная как ассоциация. Рядом с наиболее молодыми цефеидами непременно имеются области H II, свидетельствующие о наличии здесь газа

и О-звезд (рис. 53). Характерный размер всех этих группировок — несколько сотен парсек (Ю. Н. Ефремов (1980)).

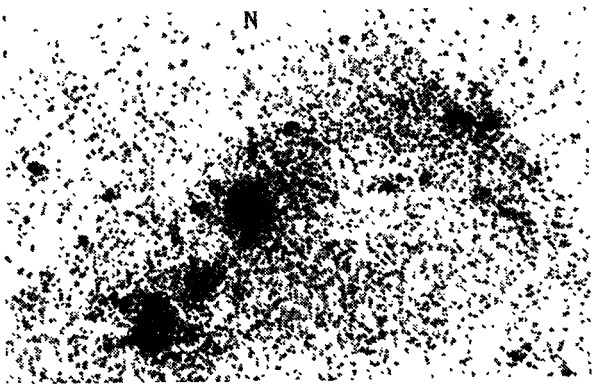


Рис. 51. Фотография группы молодых скоплений близ восточной оконечности бара Большого Магелланова Облака.

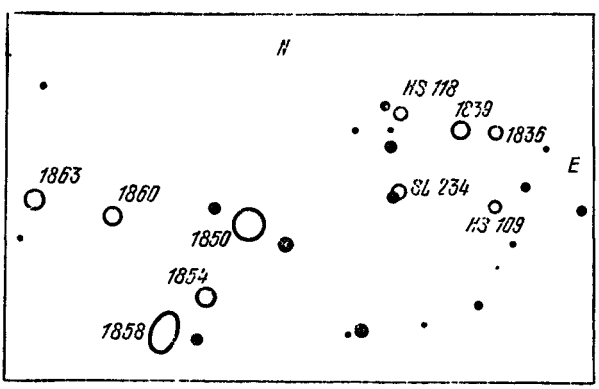


Рис. 52. Схематическая карта той же области. Большинство скоплений имеют возрасты в интервале $1 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^7$ лет, соответствующие возрасту цефеид с большими периодами (зачерненные кружки). Цефеиды с периодами, меньшими 10 дней, показаны точками.

Все перечисленные выше факты позволяют утверждать, что большинство достаточно молодых объектов встречается в гигантских комплексах, и это должно быть следствием крупномасштабной дискретности в пространственном распределении диффузного вещества (Ю. Н. Ефремов

(1978б, 1979)). Действительно, в последнее время выясняется, что в Галактике 90% диффузного вещества на расстоянии около 5 кпс от центра сосредоточено в гигантских молекулярных облаках — комплексах H_2, имеющих средний поперечник 40 пс и массу $5 \cdot 10^5$ масс Солнца. Поскольку в Галактике именно в молекулярных облаках

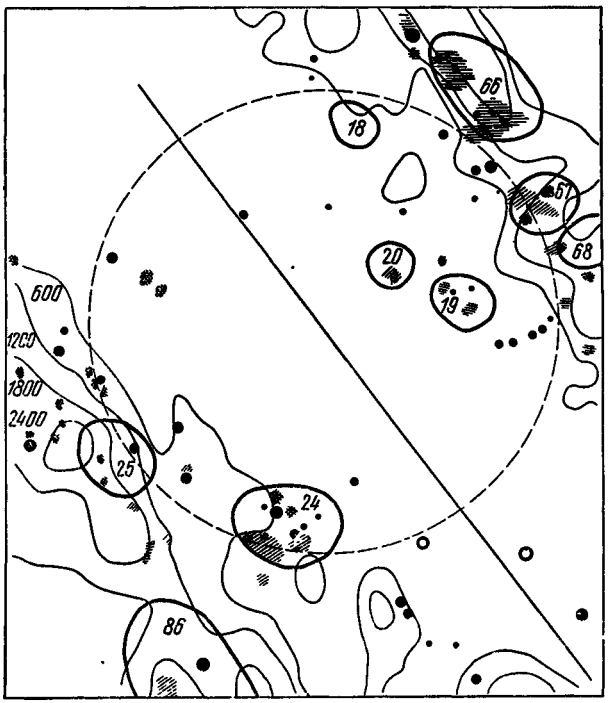


Рис. 53. Цефеиды (кружки) в ОВ-ассоциациях поля I галактики Андромеды (обведены жирными линиями, указаны их номера). Показаны области H II и изоденсы H I. Прямая — большая ось M 31. Двойная штриховка — области H II большой интенсивности, ординарная — малой интенсивности.

сосредоточен процесс звездообразования (см. гл. VII), существование звездных комплексов неизбежно. Однако выделяемые по цефеидам звездные комплексы имеют размеры на порядок больше, чем гигантские молекулярные облака (ГМО). Это, возможно, означает, что ГМО являются лишь наиболее плотными частями огромных конденсаций атомов нейтрального водорода размером в сотни парсек. Действительно, в M 31 источники излучения мо-

лекул CO, сигнализирующие о присутствии H_2, находятся в наиболее плотных областях H I, а единственное пока известное ГМО в Большом Магеллановом Облаке находится в центре комплекса нейтрального водорода L 48 с рекордной для этой галактики плотностью H I. Возможно также, что звезды после своего образования в ГМО сохраняют такую же дисперсию скоростей (5—10 км/с), которую имел газ внутри ГМО — недаром такова же и дисперсия скоростей внутри звездных комплексов (Ю. Н. Ефремов (1979)). Это могло бы быть, например, в том случае, если стабильность ГМО поддерживается магнитным полем, которому неподвластны звезды, или если вскоре после звездообразования облака теряют значительную массу газа (см. выше).

Звездообразование в гигантском молекулярном облаке является, по-видимому, процессом, тесно связанным с повышением внешнего давления, и вспыхивает каждый раз при попадании ГМО в спиральную волну плотности, при приходе ударной волны от сверхновых звезд или от фронта ионизации, распространяющегося от О-звезд, и при столкновении облаков. В спиральных галактиках к рукавам концентрируются лишь ГМО, связанные с гигантскими областями H II, так что в данных галактиках звездообразование связано прежде всего со спиральной волной плотности. Это указывает и на то, что образование самих ГМО не связано с этой волной, о чем говорят и оценки их возраста, превышающие промежуток времени между последовательными приходами галактической волны плотности (10^8 лет). Звездообразование, стимулированное повышением внешнего давления, является, очевидно, неэффективным процессом — в молодых звездных комплексах масса звезд обычно составляет лишь около 10% от массы газа, тогда как в молодых шаровых скоплениях БМО, образовавшихся под действием самогравитации (см. выше), газа нет или почти нет.

Учет существования звездных комплексов необходим при исследованиях структуры и кинематики Галактики. Именно наличие комплексов объясняет крупномасштабные отклонения скоростей звезд от круговых, не связанные со спиральной структурой: звезды комплекса сохраняют в среднем пекулярное движение породивших их ГМО. Общность пространственных движений в областях с поперечником в несколько сотен парсек можно проследить по цефеидам и сверхгигантам класса B, имеющим,

как и цефеиды, возраст 10^7—10^8 лет (рис. 54). К сожалению, метод выделения звездных комплексов по пространственным скоростям применим лишь к объектам, лежащим не далее 1,5—2 кпс. Естественно ожидать некоторых различий кинематики, химического состава и распределения звезд по массам у членов разных звездных комплексов.

Работа по выделению звездных комплексов только начинается, и принадлежность к ним тех или иных объек-

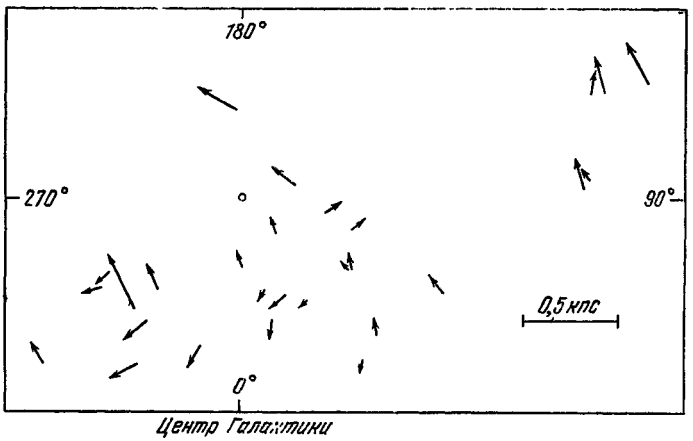


Рис. 54. Векторы пространственных скоростей цефеид в окрестностях Солнца (⊙). Видно существование обширных группировок с общим движением. Долгота 0° указывает на центр Галактики (Д. К. Каримов, Е. Д. Павловская, (1980)).

тов, да и само существование некоторых комплексов, может не подтвердиться в дальнейшем. Однако общность происхождения, подтверждаемая близостью возрастов и сходством движений в пространстве объектов, находящихся даже в сотнях парсек друг от друга, не вызывает сомнения. Концентрация газа в гигантских молекулярных облаках неизбежно влечет за собой столь же крупномасштабную концентрацию в огромных группировках и достаточно молодых звезд. Цефеиды позволяют выделять такие группировки вплоть до возраста 10^8 лет, и вопрос о существовании более старых комплексов остается пока открытым. Возможно, что его удастся решить при исследовании тенденции к группированию у рассеянных скоплений, которая уверенно прослеживается по крайней

мере у достаточно молодых скоплений БМО, а в нашей Галактике — в Киле и Кассиопее — Персее. Еще Шепли (1930) отмечал схожесть характеристик (и в частности ориентации больших осей) у скоплений, расположенных на небе по соседству.

По-видимому, подавляющее большинство достаточно молодых звезд и скоплений можно отнести к тому или иному комплексу (Ю. Н. Ефремов (1978)), и в любых исследованиях галактического диска это надо учитывать.

§ 5. Рассеянные скопления и шкала расстояний

Масштабы нашей Галактики и всей Вселенной определяются в настоящее время шкалой расстояний рассеянных скоплений. По цефеидам — членам скоплений — калибруется зависимость период — светимость, используемая для определения расстояний близких галактик, по которым затем находится постоянная Хаббла, скорость расширения Вселенной и время, прошедшее с его начала. Исходным является расстояние близкого скопления Гиад, определяемое из геометрических соображений. Вследствие близости скопления собственные движения (проекции пространственной скорости на небесную сферу, измеряемые в угловых секундах за год) его звезд достаточно велики, и можно с уверенностью определить радиант — точку, к которой сходятся векторы собственных движений вследствие эффекта перспективы и параллельности пространственных скоростей звезд скопления. Собственное движение члена скопления должно быть равно его лучевой скорости (проекции пространственной скорости на луч зрения, измеряемой в км/с), умноженной на тангенс углового расстояния члена скопления от радианта. Таким образом, угловые единицы можно приравнять к линейным и найти расстояние скопления. Главную последовательность Гиад теперь можно прокалибровать в абсолютных величинах, и величина сдвига, требуемого для совмещения ГП Гиад и данного скопления, даст модуль расстояния последнего относительно Гиад. Однако почти все другие скопления дальше, и доступная часть их ГП не доходит до низких светимостей, характерных для начала ГП довольно старых Гиад. Выход из положения был предложен в конце 50-х годов, когда Джонсон и Сэндидж разработали современную методику определения расстояний звездных скоплений (в доступной форме она

изложена в книге: *Ефремов Ю. Н.* В глубины Вселенной.— М.: Наука, 1977).

Было введено понятие начальной главной последовательности (НГП), на которой находятся звезды, еще не начавшие движения вправо вверх по диаграмме, связанного с выгоранием водорода в ядре. Звезды трех самых ярких в скоплении величин уже отошли от НГП, и, отсекая эти проэволюционировавшие верхние концы ГП, Джонсон и Сэндидж подстраивали к ГП Гиад отрезки ГП все более молодых скоплений, получив таким образом положение НГП вплоть до звезд класса О, наиболее ярких. Полученная ими НГП и большинство последующих определений, использующих ту же методику, практически совпадают, однако И. М. Копылов, используя расстояния нескольких скоплений, полученные без привязки к Гиадам, нашел в 1964 г. положение НГП, которая в области звезд классов В и А проходит на $0^m,5$ ниже НГП Джонсона. Позднее Ю. Н. Ефремов и И. М. Копылов (1971) показали, что опора на Гиады может привести к систематическому завышению (в среднем на $0^m,3$) модуля расстояний скоплений, поскольку содержание тяжелых элементов в Гиадах заметно выше, чем в среднем для рассеянных скоплений. В 1976 г. аналогичный вывод был сделан ван ден Бергом, но к этому времени выяснилось, что модуль расстояния Гиад надо увеличить также на $0^m,3$, что компенсирует различие химического состава. Новый модуль расстояния Гиад был получен по собственным движениям, привязанным к слабым галактикам; величина этого модуля подтверждается также и другими результатами.

Новое определение положения НГП по данным о восьми скоплениях предпринял в 1978 г. П. Н. Холопов (1980). Он взял новый модуль расстояния Гиад ($3^m,29$) и с использованием среднеполосной фотометрии учел индивидуальные избытки цвета для звезд ряда скоплений, в том числе для Плеяд; для этого скопления и для скопления вокруг α Персея он, как и Ю. Н. Ефремов и И. М. Копылов, нашел существенно меньшее содержание тяжелых элементов, чем в Гиадах. НГП П. Н. Холопова приведена к химическому составу Гиад; при показателях цвета $B-V<0^m,3$ она лежит на $0^m,2$—$0^m,6$ ниже последовательности Джонсона, на которой до сих пор основана стандартная шкала расстояний. Использование НГП П. Н. Холопова должно привести к изменению шкалы

расстояний для наиболее молодых скоплений в 0,8 раза, а для несколько более старых, содержащих цефеиды,— в 0,9 раза.

Поскольку по цефеидам в скоплениях калибруется зависимость период — светимость, изменения в шкале расстояний скоплений непосредственно отражаются на всей шкале расстояний во Вселенной и на постоянной Хаббла. Единственное, что можно сказать с уверенностью,— это то, что систематическая ошибка в шкале расстояний, связанной с рассеянными скоплениями и цефеидами, не превышает сейчас 30%. В пользу сокращения шкалы расстояний говорят данные о суперметалличности Гиад, возрастании видимых диаметров рассеянных скоплений с увеличением их расстояния от Солнца, обнаруженные недавно К. А. Бархатовой и О. П. Пыльской, и данные о цефеидах БМО, которые согласно ван ден Бергу (1976) приводят к модулю расстояния, меньшему на $0^m,35$, чем среднее значение из результатов пяти других независимых методов. В пользу увеличения расстояний говорит новый модуль расстояния Гиад, предварительное значение поправки нуль-пункта зависимости период — светимость, полученное Е. Д. Павловской и Д. К. Каримовой по собственным движениям 60 цефеид (около $-0^m,1$), и примерно такая же поправка, вытекающая из связи поверхностной яркости цефеид с показателем цвета $V-R$, уточняющей определения радиусов цефеид.

Продление до слабых величин диаграмм рассеянных скоплений, отбор их членов по собственным движениям, изучение связи абсолютных величин на главной последовательности с химическим составом и его определение для возможно большего числа скоплений, особенно содержащих цефеиды, должны уточнить шкалу расстояний.

§ 6. Рассеянные скопления и цефеиды

В своей классической монографии «Звездные скопления» Шепли (1930) утверждал, что для рассеянных скоплений, в отличие от шаровых, типично отсутствие переменных звезд. Особенно показательным было для него то обстоятельство, что в БМО многочисленные цефеиды и рассеянные скопления явно избегали друг друга. Ныне, однако, ясно, что эти скопления (большинство из них представляет собой ассоциации) весьма молоды — моложе, чем цефеиды; в несколько более старых скоплениях БМО

имеются и цефеиды и переменные красные сверхгиганты.

В сущности впервые связь между переменными звездами и рассеянными скоплениями исследована П. Н. Холоповым (1958) в 1955 г. Он применил для этого остроумный прием построения сводного скопления, приведя все скопления к одному радиусу и изучив распределение переменных звезд в круге удвоенного радиуса сводного скопления. Оказалось, что к центру такого скопления концентрируются неправильные и затменные переменные, а также цефеиды. В составленном им списке переменных звезд, проецирующихся на скопления, было 16 цефеид, а вероятность их случайной проекции он оценил в 0,0017. К сожалению, эта работа вышла в свет лишь в 1958 г., когда велись уже интенсивные исследования нескольких цефеид в скоплениях, на которые в 1956 г. обратил внимание Ирвин, случайно обнаружив, что U Sgr и S Nor находятся в скоплениях. Актуальность проблемы определялась спорами, которые шли тогда вокруг предложения Бааде считать цефеиды на $1^m,5$ ярче (и шкалу расстояний растянуть вдвое), а также наличием первых надежных данных о расстояниях скоплений. Как уже говорилось, цефеиды в скоплениях и поныне определяют шкалу расстояний во Вселенной; они позволяют получить также важнейший материал для проверки теории эволюции массивных звезд. Поэтому этой проблеме уделяют много внимания и в ГАИШ, и во всем мире.

Доказанное работами П. Н. Холопова существование у скоплений обширных корон позволило поставить задачу поиска цефеид в далеких окрестностях скоплений, и в работе Ю. Н. Ефремова (1964) был дан список пяти цефеид — возможных членов корон; Ю. Н. Ефремов нашел также, что современные данные подтверждают гипотезу Байдельмана о связи с h и χ Персея четырех цефеид из далеких окрестностей двойного скопления. Эта работа позволила дать первые наблюдательные свидетельства существования у цефеид зависимости период — возраст: чем моложе скопление, тем больше период входящей в его состав цефеиды, как и требует теория*). (Эта зависимость является следствием зависимостей масса — све-

*) Позднее эта зависимость была построена по данным о 64 цефеидах, в основном связанным со скоплениями БМО (Ю. Н. Ефремов (1978а)).

тимость и период — плотность, из которых вытекает зависимость период — светимость, и обратная пропорциональность между возрастом скопления и светимостью его ярчайших звезд.) Зависимость период — возраст позволила ответить на вопрос, почему цефеиды отсутствуют в слишком молодых скоплениях, а также поставить по-новому проблему встречаемости цефеид в ассоциациях.

Вопрос о связи цефеид с О-ассоциациями поднял В. А. Амбарцумян (1953). Он отметил, что несмотря на большую вероятность связи цефеид со звездами, возникающими в О-ассоциациях, «распределение цефеид в плоскости Галактики поразительным образом безразлично по отношению к звездным ассоциациям». Теперь это объясняется тем, что членами ассоциаций могут быть лишь наиболее молодые цефеиды. Ю. Н. Ефремов (1964) составил первый список цефеид — возможных членов О-ассоциаций, содержавший пять звезд; у всех у них периоды превышают 17 дней. Позднее Г. С. Царевский, аспирант Б. В. Кукаркина, нашел хорошую корреляцию между пространственным распределением цефеид наибольших периодов и О-ассоциациями.

Ученые ГАИШ были пионерами не только в установлении связи цефеид со скоплениями и ассоциациями, но и в исследовании таких цефеид. В 1963 г. по инициативе П. Н. Холопова в программу 70-сантиметрового рефлектора ГАИШ на Ленинских горах было включено фотографирование CE Cas — двойной звезды с расстоянием между компонентами в 2″,3, входящей в рассеянное скопление NGC 7790. Как установила в 1949 г. Г. А. Старикова, тогда еще студентка, обе компоненты являются цефеидами; визуальными наблюдениями на 40-сантиметровом рефракторе Абастуманской обсерватории она разрешила многолетнюю загадку квазипериодических колебаний суммарного блеска этой звезды. Тесная двойственность препятствовала фотоэлектрическим наблюдениям и звезда оставалась неизученной. Оказалось, что при хороших изображениях на снимках в кассегреновском фокусе 70-сантиметрового рефлектора возможна раздельная фотометрия компонент CE Cas на ирис-фотометре, и в 1965 г. Ю. Н. Ефремов и П. Н. Холопов (1965) опубликовали ее результаты, добавив сразу две звезды к пяти, на которых держалась тогда зависимость период — светимость. Их данные в 1967 г. подтвердили Сэндидж и Тамманн, работавшие на 508-сантиметровом рефлекторе.

Не меньшее значение имело исследование цефеиды V 367 Sct в скоплении NGC 6649. После ее открытия в 1963 г. область NGC 6649 была включена в программу 40-сантиметрового астрографа Крымской станции ГАИШ, но определение периода оказалось очень трудной задачей. Лишь в 1967 г. П. Н. Холопов и Ю. Н. Ефремов пришли к выводу, что звезда обладает двумя периодами и основной период равен $6^d,2930$. Однако ни Тамманн, ни ван ден Берг, исследовавшие звезду позднее, не согласились с этим выводом; каждый из них получил по одному периоду ($5^d,118$ и $5^d,255$), выкидывая часть наблюдений или получая патологическую кривую блеска. По-видимому, согласиться с отнесением звезды к группе двухпериодных цефеид мешало то, что наибольший период, известный в этой группе, до тех пор составлял $3^d,7$. Однако фотоэлектрические наблюдения ван ден Берга и Мадора, опубликованные в 1975 г., позволили Ю. Н. Ефремову и П. Н. Холопову (1975) подтвердить свой вывод и для вторичного периода получить значение $4^d,3849$; при этом выбор между двумя его возможными значениями можно сделать, лишь используя длинный ряд фотографических наблюдений, включающий оценки по негативам 40-сантиметрового астрографа и оценки, полученные В. П. Цесевичем по симеизской коллекции негативов, начатой в 1909 г. Через два года ван ден Берг, Стоби и Мадор полностью и во всех деталях подтвердили наши выводы.

Значение исследований V 367 Sct определяется тем, что это — единственная цефеида с двумя модами колебаний в рассеянном скоплении. Это позволяет сразу же сказать, что звезды данной группы относятся к обычным цефеидам, молодым звездам, а не являются аналогами звезд типа RR Лиры в населении I; определения их масс в 1—2 солнечных, следовательно, ошибочны. Массу V 367 Sct полуэмпирически можно найти двумя способами — из членства в скоплении и из пульсационной константы, получающейся из отношения периодов, так что изучение звезды важно и для проблемы масс цефеид вообще. Большой ее период позволяет сделать вывод о возрастании пульсационной постоянной с периодом. Из всех цефеид эта звезда представляет наибольший интерес для теории пульсации.

Отметим, что несмотря на общепризнанное значение исследований цефеид в скоплениях до сих пор имеются полноценные диаграммы лишь для двух цефеидных скоплений (M 25 и NGC 6087). Для ряда скоплений, в том

числе NGC 7790 и NGC 6649, отсутствуют данные о лучевых скоростях, что оставляет членство в них цефеид не доказанным окончательно.

§ 7. Переменные звезды в молодых скоплениях и ассоциациях

Тенденция быстрых неправильных переменных звезд с характерными особенностями в спектре, типичным представителем которых является Т Тельца, образовывать группы — Т-ассоциации, как их назвал В. А. Амбарцумян, известна уже давно. Как говорилось выше, эти звезды обнаружены и во всех достаточно близких О-ассоциациях. Практически они всегда связаны с диффузным веществом. При исследованиях таких звезд постоянно обнаруживалось, что те из них, которые казались одиночными, либо не относятся к этому типу, либо окружены другими переменными того же типа. Исследования этих звезд и их группировок являют единую проблему, существенный вклад в решение которой внесли астрономы ГАИШ.

До настоящего времени сохранило значение классическое исследование П. П. Паренаго (1950, 1954), который предпринял всесторонний анализ сведений о группировке переменных звезд в области Большой туманности Ориона, собрав или определив данные об их показателях цвета и величинах, спектрах, собственных движениях. На построенной им диаграмме цвет — величина впервые выявились характерные особенности диаграмм крайне молодых звездных группировок — более поздние звезды находятся систематически выше главной последовательности. Впоследствии аналогичный вывод был получен для ряда группировок Уокером и интерпретирован как следствие их молодости, в силу которой менее массивные поздние звезды еще не успели закончить гравитационное сжатие, подходя справа к главной последовательности. Именно среди них находятся звезды типа Т Тельца и родственные им объекты. В 1958 г. положение этих звезд на диаграмме цвет — величина было изучено П. Н. Холоповым; он нашел, что они занимают широкую полосу вдоль главной последовательности. Впоследствии выяснилось, что влево от нее звезды Т Тельца попадают лишь из-за особенностей распределения энергии в их спектрах — эмиссионных линий и избытка излучения в синей части спектра, в силу чего они оказываются голубее, чем им следовало бы

быть при их температуре, и П. Н. Холопов (1970) привел ряд аргументов в поддержку этой точки зрения.

П. Н. Холопов при участии Н. Е. Курочкина показал в 1951 г., что находящиеся в районах темных туманностей звезды с эмиссионной линией H_α представляют собой быстрые неправильные переменные, подобные Т Тельца. Их работа стала важным этапом на пути к выводу, что эти звезды встречаются только группами. П. Н. Холопову принадлежат первый (1950) и последний (1970) из опубликованных списков Т-ассоциаций. Диаметры этих группировок, согласно П. Н. Холопову, заключены в пределах от 3 до 40 пс, а количество их на расстоянии до 500 пс от Солнца равно 29, откуда полное число Т-ассоциаций в Галактике получается равным $2 \cdot 10^4$. Ряд Т-ассоциаций имеет такую же плотность, как и рассеянные скопления, и отличается от них, собственно, лишь крайней молодостью, точнее, продолжающимися в них в настоящее время звездообразованием. Плотность других Т-ассоциаций может быть значительно меньше, но тесная связь их с поглощающим свет веществом, как отмечает П. Н. Холопов (1970), позволяет считать, что многие звезды таких ассоциаций скрыты в недрах темных туманностей. Действительно, в последние годы исследования, проводившиеся в инфракрасном диапазоне, в ряде случаев обнаруживают такие звезды. На гравитационную связь звезд в этих группировках указывает также и крайне малая дисперсия скоростей (не более 2 км/с).

Наряду со звездами типа Тельца в молодых звездных группировках присутствуют звезды типа UV Кита, показывающие весьма кратковременные (длящиеся минуты) значительные увеличения яркости. Систематические поиски этих звезд в скоплениях, начатые мексиканским астрономом Аро и продолженные затем в Бюраканской и других обсерваториях, привели к выводу, что они встречаются в скоплениях разного возраста, в том числе столь старых как Гиады, но светимость самых ярких в скоплении звезд такого типа убывает с увеличением возраста скопления. Возраст вспыхивающих звезд в окрестности Солнца, как будто не связанных ни с какой звездной группировкой, должен быть, судя по их светимости, порядка 10^9 лет, так что они могут быть выходцами из бедных, успевших распасться скоплений. Связь светимости с возрастом скоплений обнаруживают и звезды типа Т Тельца, но в одном и том же скоплении они ярче вспы-

хивающих звезд, хотя соответствуют более ранним, чем звезды типа UV Кита, этапам гравитационного сжатия звезд. Это может быть связано с довольно значительной дисперсией возрастов звезд в скоплениях, достигающей $1 \cdot 10^7$ лет (Ю. Н. Ефремов (1974)).

Многочисленные звезды типа UV Кита, обнаруженные в Плеядах,— бесспорные члены скопления уже вследствие их сильной концентрации к его центру,— позволили П. Н. Холопову заново изучить распределение в нем звездной плотности и подтвердить наличие обширной короны.

На Крымской станции ГАИШ Э. А. Дибай провел в 60-х годах цикл исследований кометарных туманностей, связанных с группировками быстрых неправильных переменных звезд и часто имеющих звезду подобного типа в своих «головах». Позднее Г. В. Зайцева и Е. А. Колотилов провели там же спектральные и фотометрические исследования звезд типа Т Тельца, выявив, в частности, случаи весьма быстрых изменений блеска и интенсивности спектральных линий.

Аспирантка У. Нурманова под руководством П. Н. Холопова закончила в 1980 г. исследование Т-ассоциаций и пылевых туманностей в областях звездообразования в Тельце. Она изучила закон поглощения и обнаружила, что в пределах темных туманностей он нормальный, а вблизи молодых звезд свидетельствует о больших размерах поглощающих свет частиц. Звезды более раннего спектрального класса показывают более сильное поглощение; это, возможно, связано с тем, что такие звезды, будучи более массивными, рождаются в более плотных частях газо-пылевых облаков. Эффективность звездообразования (т. е. отношение массы уже родившихся звезд к массе газа) в этой области не превышает 2%; возможно, что звездообразование сдерживается вращением облака и магнитным полем. Для звездных ассоциаций и комплексов (в отличие от скоплений того же возраста) вообще характерно существенное превышение массы газа над массой звезд.

§ 8. Цефеиды в звездных комплексах

Цефеиды в окрестностях скоплений долгое время не привлекали внимания. Даже в ГАИШ выдвинутые в 1963 г. аргументы Ю. Н. Ефремова о связи четырех цефеид с h и χ Персея было встречено скептически; однако через

год оно независимо было выдвинуто Уилди, а через два — Эгенном. После работы Сэндиджа и Тамманна (1968) использование этих звезд для калибровки зависимости период — светимость стало почти общепринятым, хотя сомнения в принадлежности к скоплению обоснованы — они, очевидно, члены звездного комплекса (см. ниже).

Наиболее надежным случаем связи со скоплением цефеиды из далеких его окрестностей является SZ Tau вблизи скопления NGC 1647 (на расстоянии 2°,2 от его центра, т. е. примерно в 6 радиусах). Широта скопления 19°, рядом нет других скоплений и цефеид, лучевые скорости, а также собственные движения скопления и цефеиды очень близки. Эти аргументы содержались в работе Ю. Н. Ефремова (1964), а в 1970 г. Тамманн привлек SZ Tau для построения зависимости между периодом цефеиды и самым ранним спектральным классом в скоплении, ссылаясь на частное сообщение Беккера о связи SZ Tau с NGC 1647. Эта зависимость также была построена в той же работе Ю. Н. Ефремова: она была первым наблюдательным указанием на существование зависимости период — возраст у цефеид.

Лишь через десяток лет начались исследования цефеид и скоплений из списка, опубликованного в 1966 г. Г. С. Царевским, В. Уреке и Ю. Н. Ефремовым и содержащего около 40 цефеид вблизи бедных скоплений. Для четырех звезд связь со скоплениями ныне доказана (TW Nor, RU Sct, CS Vel, UY Per), многие цефеиды остаются неизученными. Активно ведутся и исследования цефеид в ассоциациях, начатые в ГАИШ. С использованием объектов, наиболее достоверно отнесенных в настоящее время к цефеидам, связанным со скоплениями и с ассоциациями, построена зависимость период — светимость, приведенная на рис. 55.

Сегодня проблема цефеид в окрестностях скоплений и в ассоциациях должна ставиться по новому. Нет необходимости утверждать, что короны скоплений простираются до расстояний, на которых находятся цефеиды, хотя в случаях SZ Tau (NGC 1647) и CG Cas (NGC 7790) это было доказано В. М. Коваленко прямыми звездными подсчетами. Надо признать, что области, населенные звездами с общим происхождением, могут иметь размеры в несколько сотен парсек, дисперсия возрастов этих звезд может достигать $(3—5) \cdot 10^7$ лет, а дисперсия скоростей — 10 км/с; звездные же скопления являются узлами повы-

шенной звездной плотности в этих областях. Иными словами, надо признать реальность звездных комплексов.

Хорошим примером звездного комплекса, содержащего цефеиды, является группа звезд и скоплений в районе h и χ Персея. Сюда входят само двойное скопление, окружающие его 60 сверхгигантов, четыре цефеиды, скопление NGC 957 и карликовые скопления Cz 8 и K 4. Эти объекты занимают область поперечником в 300—400 пс на расстоянии около 2 кпс от Солнца. Лучевые скорости сверхгигантов и цефеид заключены в пределах от —30 до

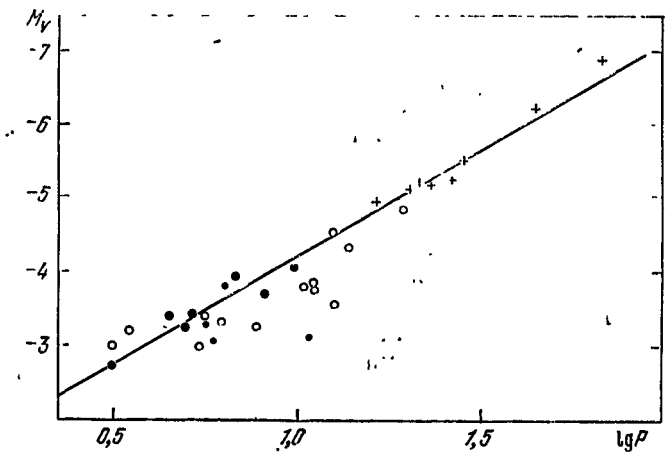


Рис. 55. Зависимость период — светимость у цефеид, построенная по членам скоплений (точки), звездных комплексов (кружки) и ассоциаций (крестики). Наклон зависимости близок к таковому в M 31 и БМО. Нуль-пункт ее зависит от шкалы расстояний рассеянных скоплений.

—60 км/с, однако связь их с двойным скоплением несомненна (его лучевая скорость —42 км/с), поскольку они к нему концентрируются. Возраст h и χ Персея обычно оценивается (по светимости ярчайших звезд) как не превышающий $1 \cdot 10^7$ лет, однако на диаграмме скопления можно выделить отклонение от главной последовательности, соответствующее по возрасту цефеидам SZ Cas и VX Per с периодами 13^d и 11^d (возраст около $2{,}5 \cdot 10^7$); имеется, возможно, и второе отклонение, соответствующее возрасту цефеид UY Per и VY Per ($5^d{,}4$ и 5^d5, возраст около $5 \cdot 10^7$ лет). Последняя цефеида находится вблизи скоплений Cz 8 и K 4; Тернер (1977) отметил близость возрастов этих скоплений и UY Per.

Таким образом, несмотря на большую дисперсию лучевых скоростей, возрастов и большие размеры, в данном случае физическая ассоциация нескольких скоплений, нескольких десятков звезд большой массы (и, очевидно, десятков тысяч звезд меньшей массы) не вызывает сомнений — в противном случае пришлось бы предположить, что мы имеем в этом направлении смотрящую на нас «сигару» из сверхгигантов, несмотря на отсутствие здесь окна прозрачности. Эта группировка разновозрастных, в том числе и довольно старых ($5 \cdot 10^7$ лет) объектов,— звезд, бедных и богатых скоплений — вряд ли заслуживает названия О-ассоциации. Важно отметить, что присутствие здесь и относительно старых звезд сочетается с редкостным для группировки, содержащей О-звезды, отсутствием газа и признаков продолжающегося звездообразования (вроде звезд типа Т Тельца). Возможно, что здесь звездообразование закончилось недавно именно в связи с исчерпанием запасов газа ввиду длительного сохранения подходящих для звездообразования условий.

Длительность и дискретность звездообразования в этом районе, положение χ и h Персея южнее галактической плоскости на 200 пс, весьма вероятная связь данного комплекса с активной областью звездообразования — весьма молодыми скоплениями IC 1805 и IC 1848, окруженными облаками молекулярного и ионизованного водорода, которые лежат в плоскости Галактики непосредственно над χ и h Персея, а также конфигурация магнитного поля в этом районе позволяют предположить, что здесь мы имеем пример звездообразования под действием неустойчивости Рэлея — Тейлора (см. гл. VII). Тогда последующие поколения звезд и должны образовываться все ближе к галактической плоскости; газ, выметаемый О-звездами и при вспышках сверхновых, затем снова собирается в магнитной яме и дает начало новому поколению звезд.

Согласно ван ден Бергу (1964) средние размеры «ОВ-ассоциаций» (480 пс) в галактике Андромеды почти на порядок больше, чем обычно принимается для Галактики. Он объясняет это тем, что в Галактике мы выделяем из фона лишь наиболее плотные области ассоциаций. Возможно, что отмеченная И. М. Копыловым (1958) тенденция О-ассоциаций Галактики образовывать группы с размерами в сотни парсек говорит именно об этом, и ОВ-ассоциациям ван ден Берга в М 31 отвечают группы

О-ассоциаций, отмочаемые в Галактике И. М. Копыловым. Тогда надо признать, что принципиальных отличий между такими группами и звездными комплексами нет и меньшее содержание газа и наличие цефеид в звездных комплексах означает лишь, что звездообразование началось в них раньше, чем в ассоциациях.

Так, в обширной (поперечник около 150 пс) ассоциации в Орионе, состоящей из ряда группировок с заметно различающимися возрастами, возраст старейшей из них не превышает $1 \cdot 10^7$ лет; имеется лишь один красный сверхгигант (Бетельгейзе). Через десяток — другой миллионов лет в ней должны появиться цефеиды, размеры ее в случае гравитационной нестабильности увеличатся в два-три раза, газ, возможно, будет израсходован или выдут, и наши потомки назовут такую группировку звездным комплексом, особенно если к тому времени звездообразование затухнет и новые О-звезды уже не появятся. Так же, как сейчас в комплексе h и χ Персея, в комплексе Ориона будет несколько скоплений, без сомнения стабильных, хотя возможно, что массивные звезды вне скоплений не будут связаны гравитацией (см. стр. 177).

Изучение цефеид в звездных комплексах подтверждает представление о том, что исходный газовый комплекс состоит из отдельных облаков, внутри которых дисперсия скоростей весьма мала (менее 3 км/с). Поэтому, чем ближе звезды в комплексе друг к другу, тем меньше должны быть дисперсии их скоростей и возрастов. Именно этим, очевидно, объясняется существование выделенных в 1971 г. Ю. Н. Ефремовым пар и троек цефеид с удивительно похожими скоростями и периодами. Большинство этих пар входят в уже известные комплексы, вокруг других звездные комплексы (очевидно, более бедные) еще предстоит выделить (см. рис. 54). Признаки уменьшения разности периодов при уменьшении взаимных расстояний были также обнаружены Ю. Н. Ефремовым и Е. Д. Павловской при изучении распределения цефеид в БМО. Как уже говорилось, в комплексе h и χ Персея цефеида и скопление одинакового возраста также находятся поблизости друг от друга.

§ 9. Типы звездных группировок

Мы видим, что изучение цефеид в звездных группировках дает хороший пример диалектики научного познания. Свойства цефеид, установленные по их принадлежности

к нескольким скоплениям, позволили затем существенно расширить наши представления о звездных группировках и об их образовании.

В этой области существует очень сильный терминологический разнобой; иногда один и тот же объект называют и скоплением (с короной), и ассоциацией, и звездным комплексом. Вообще говоря, этим подчеркиваются разные стороны явления, и затруднения здесь могут возникать лишь у неспециалистов. В будущем, однако, было бы полезно установить более четкие определения. Попытаемся сформулировать еще раз основные понятия, как они представляются нам сегодня.

Звездное скопление — группа звезд, связанных взаимным тяготением, и с увеличивающейся поэтому к центру плотностью. Размер ядра скопления — парсеки и доли парсека, короны — десятки парсек.

Звездная ассоциация — группа молодых звезд без очевидного роста плотности к центру поперечником в десятки парсек. Это корона без ядра. Ряд примеров таких ассоциаций можно указать в БМО.

Звездный комплекс — группа звезд высокой светимости (особенно цефеид) и скоплений поперечником в сотни парсек; комплекс может включать и ассоциации.

Сверхассоциация (комплекс H II) — группа ассоциаций и молодых скоплений с поперечником до 1 кпс, связанная с областями H II.

Скопления могут обладать всевозможными возрастами (от 10^6 до 10^{10} лет), возраст ассоциаций и сверхассоциаций не превышает 10^7 лет, возраст комплексов заключен в пределах от 10^7 до 10^8 лет. Вопрос о существовании более старых комплексов остается открытым, поскольку возраст цефеид не превышает 10^8 лет, а надежными определениями возрастов и расстояний среди более старых объектов обладают только скопления с хорошими диаграммами. Имеются признаки того, что скопления с возрастом до 10^9 лет также образуют бедные группы (например, пара Гиады — Ясли одинакового возраста и химического состава).

Вопрос о гравитационной стабильности комплексов и ассоциаций и о присутствии в них звезд малой массы остается открытым; дисперсия скоростей звезд в них во всяком случае в несколько раз больше, чем в скоплениях. Молодой звездный комплекс, по-видимому, не отличается по своим характеристикам от небольшой сверхассоциации.

Понятие «звездное облако», которым оперировали Шепли и Б. А. Воронцов-Вельяминов, подразумевает обширную богатую группировку, легко выделяющуюся непосредственно на фотографиях. В других галактиках звездные облака соответствуют весьма богатым ассоциациям или молодым звездным комплексам. В М 33 средний диаметр «ассоциаций» составляет, согласно Хемфрис, 230 пс, а в М 31, согласно ван ден Бергу, 480 пс; эти образования, особенно в М 31, конечно, собственно ассоциациями не являются. Некоторые из них в М 31, как нашел Ю. Н. Ефремов (1980), соответствуют звездным комплексам, другие же включают несколько комплексов, а наиболее яркая ассоциация ОВ 78 приближается по своим характеристикам к сверхассоциации, хотя и не содержит ярких H II областей. Однако ряд «ОВ-ассоциаций» в М 31 не выделяются непосредственно на фотографиях; имеются и группировки цефеид, в пределах которых ранних звезд, по-видимому, нет. Большинство звездных комплексов Галактики (если не все они) не выделяются на фотографиях, хотя некоторые видны в направлении звездных облаков в Щите и Наугольнике. Трудно сказать, в какой мере эти и другие большие облака Млечного Пути являются физической организацией, в какой — результатом проекции и неоднородного поглощения, однако Моффат и Фогт (1975) нашли в Стрельце звездное облако размером 25 × 25 пс со средним возрастом $1{,}2 \cdot 10^7$ лет, члены которого явно образуют физическую группу; самые ранние звезды в ней — B1. Это, по-видимому, постаревшая очень богатая ассоциация, хотя надо было бы знать, что делается в ее окрестностях; если таких случаев будет много, вывод о стабильности подобных ассоциаций станет неизбежным.

В ряде работ встречаются термины: область звездообразования, комплекс звездообразования, ячейка, очаг звездообразования. Во всех случаях речь идет об областях, в которых наблюдаются бесспорные признаки идущего ныне звездообразования — наличие диффузной материи (пылевые туманности — молекулярные облака, области H II), инфракрасных источников, звезд типа Т Тельца и т. д. Согласно В. С. Шевченко (1979) область звездообразования — это плотное молекулярное облако, связанное с той или иной совокупностью индикаторов звездообразования. Мы уже видели, что имеются случаи, когда в ассоциациях (скажем, в области h, χ Персея) нет призна-

ков продолжающегося звездообразования; с другой стороны, более трети из 49 областей звездообразования в списке В. С. Шевченко находятся вне О-ассоциаций; О-звезды в них, вероятно, появятся позже. Ряд областей звездообразования из этого списка находятся поблизости друг от друга, являясь, очевидно, частями единого молодого звездного комплекса.

Таким образом, четкого различия между разного рода звездными группировками не существует и в природе, переход между ними непрерывен и по возрастам и по размерам. Следует сказать, что звездным комплексом иногда называют группы разного возраста и размера (особенно молодые), мы же предлагаем этот термин резервировать для групп с возрастом 10^7—10^8 лет и поперечником 0,2—1,0 кпс, характерным признаком которых является большая дисперсия возрастов, сложная структура и присутствие цефеид; для них (в отличие от других групп) ранее не было названия. Можно также называть эти группы цефеидными комплексами, но они заведомо содержат не только цефеиды! Понимать термин «звездные комплексы» расширительно, включая сюда сверхассоциации, как ранее предлагал Ю. Н. Ефремов, все же вряд ли желательно, поскольку сверхассоциации, по-видимому, существенно богаче звездами. Если функция масс в них нормальна, то в 30 Золотой Рыбы, например, через несколько десятков миллионов лет должно появиться несколько десятков цефеид, как в группировках цефеид с близкими периодами, имеющихся в баре БМО. Сверхассоциация является скорее группировкой нескольких весьма молодых звездных комплексов, богатых газом.

Так или иначе, современные данные указывают на крупномасштабность и дискретность звездообразования в пространстве и времени — оно совершается в огромных очагах, за время действия которых в каждом образуются миллионы звезд; изолированных очень молодых звезд и скоплений (бедных) не существует. Очаг работает по крайней мере $(3—5) \cdot 10^7$ лет, а может быть, и существенно больше; звездообразование совершается в нем «приступами», причем первый, наиболее интенсивный может быть связан с приходом спиральной ударной волны. Так, различие возрастов около $2 \cdot 10^7$ лет между тремя поколениями звезд в h, χ Персея, возможно, соответствует трем последовательным поколениям сверхновых звезд, стимулирующих звездообразование и затем выметающих

газ, и времени, нужному для нового накопления газа (вследствие неустойчивости Рэлея — Тейлора, см. гл. VII).

Таким образом, мы знаем теперь, что звезды образуются в гигантских комплексах молекулярного водорода, находящихся, по-видимому, в наиболее плотных областях обширных конденсаций атомарного водорода. Происхождение же этих комплексов H_2 и H I пока неизвестно.

ЛИТЕРАТУРА

Амбарцумян В. А., 1949 — АЖ, т. 26, с. 3.
Амбарцумян В. А., 1953 — В сб.: Труды 2-го Совещания по космогонии, М.
Амбарцумян В. А., 1964 — Proc. IAU Symp., No. 20, p. 122.
Бааде В., 1966 — Эволюция звезд и галактик.— М.: Мир.
Ван ден Берг, 1964 — *Van den Bergh S.*— Ap. J. Suppl., v. 9, p. 65.
Вестерлунд, *Смит*, 1964 — *Westerlund B. E.*, *Smith L. F.*— MNRAS, v. 128, p. 311.
Воронцов-Вельяминов Б. А., 1953 — В сб.: Труды 2-го Совещания по космогонии.— М.
Ефремов Ю. Н., 1964 — ПЗ, т. 15, № 3.
Ефремов Ю. Н., 1974 — В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция.— М.: Наука, с. 13.
Ефремов Ю. Н., 1976 — В кн.: Происхождение и эволюция галактик и звезд/Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Наука, с. 371.
Ефремов Ю. Н., 1978а — АЖ, т. 55, с. 272.
Ефремов Ю. Н., 1978б — Письма АЖ, т. 4, с. 125.
Ефремов Ю. Н., 1979 — Письма АЖ, т. 5, с. 21; АЦ № 1085.
Ефремов Ю. Н., 1980 — Письма АЖ, т. 6, с. 333.
Ефремов Ю. Н., *Копылов И. М.*, 1971 — Сообщ. САО № 3, с. 17.
Ефремов Ю. Н., *Холопов П. Н.*, 1965 — АЦ, № 326.
Ефремов Ю. Н., *Холопов П. Н.*, 1975 — ПЗ, т. 20, с. 133.
Каримова Д. К., *Павловская Е. Д.*, 1980 — АЦ № 1139, с. 1.
Копылов И. М., 1958 — АЖ, т. 35, с. 390.
Мак Джи, *Милтон*, 1966 — *McGee R. X.*, *Milton J. A.* — Austral. J. Phys. v. 19, p. 343.
Моффат, *Фогт*, 1975 — *Moffat A. F.*, *Vogt N.*— Astr. Ap., v. 41, p. 413.
Паренаго П. П., 1954 — Труды ГАИШ, т. 25.
Пикельнер С. Б., 1970 — АЖ, т. 47, с. 254.
Тернер, 1977 — *Turner D. G.*— PASP v. 89, p. 777.
Хемфрис, 1979 — *Humphreys R. M.*— in: Large Scale Character of Galaxy, p. 93. (IAU Symp. No. 84/Ed. W. B. Burton).
Холопов П. Н., 1958 — ПЗ, т. 11, с. 325.
Холопов П. Н., 1968 — АЖ 45, 186.
Холопов П. Н., 1970 — В кн.: Эруптивные звезды/Под ред. А. А. Боярчука.— М.: Наука, с. 241.
Холопов П. Н., 1976 — В кн.: Происхождение и эволюция галактик и звезд/Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Наука, с. 160
Холопов П. Н., 1979 — Сообщения ГАИШ № 205, с. 3.
Холопов П. Н., 1980 — АЖ, т. 57, с. 12.
Ходж, *Люке*, 1970 — *Hodge P. W.*, *Lucke P. B.*— AJ, v. 75, p. 993.
Шевченко В. С., 1979 — АЖ, т. 56, с. 297.
Шепли, 1930—*Shapley H.* Star Clus ters.—New York: Mc Graw—Hill.

Глава V

ШАРОВЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

И. Н. САМУСЬ

Значение исследований звездных скоплений для развития наших знаний о звездах и звездных системах трудно переоценить. Возможность выделения групп звезд совместного происхождения позволяет увереннее подойти к проблеме интерпретации их современного эволюционного места и прошлой эволюционной истории. Кроме того, самостоятельный интерес представляет изучение пространственного распределения скоплений в Галактике, их кинематики, а также распределения и движений звезд внутри скоплений.

Шаровые звездные скопления, первоначально выделенные по характерному внешнему виду (рис. 56), позднее стали распознавать по характерному виду их диаграмм Герцшпрунга — Рессела (рис. 57), а следовательно, по характерному звездному составу. Заметим, что при таком подходе к классификации звездных скоплений некоторые объекты, по внешнему виду не отличающиеся от рассеянных скоплений, оказываются уверенно отнесенными к типу шаровых скоплений. В то же время в нашей Галактике не оказалось скоплений, которые сочетали бы характерный внешний вид шаровых скоплений со звездным составом, типичным для рассеянных скоплений; такие объекты, однако, были впоследствии обнаружены в других галактиках.

По звездному составу шаровые скопления нашей Галактики — типичные представители ее сферической составляющей, в них отсутствуют молодые звезды (например, массивные звезды главной последовательности). Основные последовательности на диаграммах показатель цвета — видимая звездная величина для шаровых скоплений населены маломассивными звездами (по современным представлениям их массы меньше или равны 0,8 $\mathfrak{M}_\odot$). Таким образом, шаровые звездные скопления оказываются

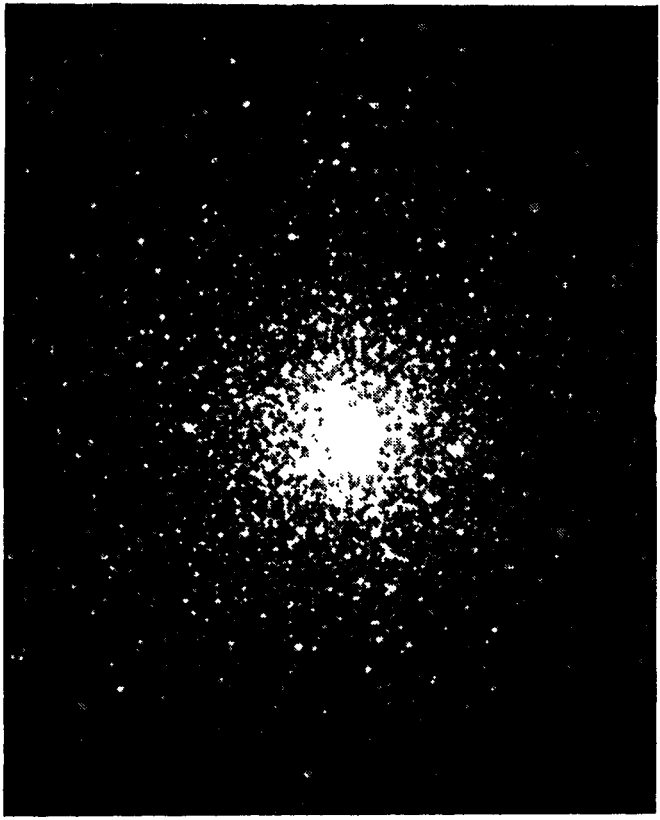


Рис. 56. Шаровое звездное скопление М 10. Снимок получен с помощью 6-метрового телескопа.

незаменимыми для изучения поздней эволюции звезд с массами, меньшими солнечной, представляющих наиболее многочисленное население Галактики.

§ 1. Численность шаровых скоплений в Галактике

К 1965 г. в Галактике было известно 119 шаровых скоплений. Арп (1965) проанализировал условия видимости шаровых скоплений в Галактике и пришел к внешне убедительному (хотя и противоречившему интуитивным представлениям большинства исследователей) выводу о том, что число скоплений, скрытых от нас межзвездным по-

глощением, невелико. По Арпу общее число шаровых скоплений в Галактике составляет 126 ± 7. Каталог шаро-

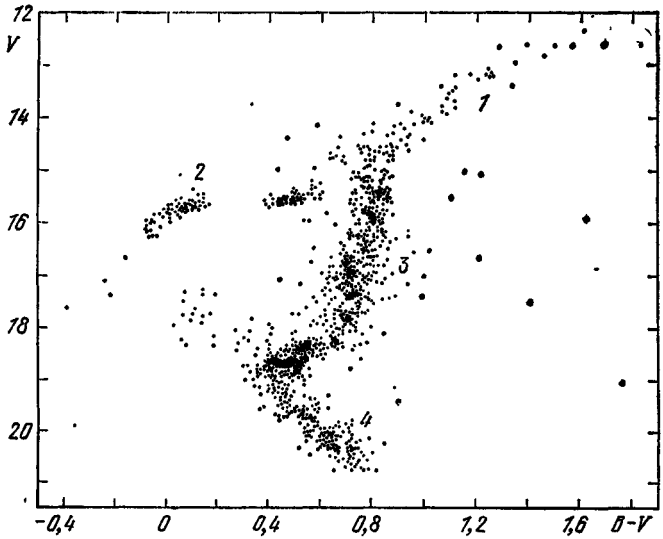


Рис. 57. Диаграмма $V - (B - V)$ шарового звездного скопления М 3 (по Джонсону и Сэндиджу). *1* — ветвь гигантов, *2* — горизонтальная ветвь, *3* — последовательность субгигантов, *4* — главная последовательность.

вых скоплений Галактики, составленный Б. В. Кукаркиным (1974а, б), содержит уже 129 объектов, что, в соответствии с оценкой Арпа, должно говорить о практически полном выявлении всех шаровых скоплений в нашей звездной системе.

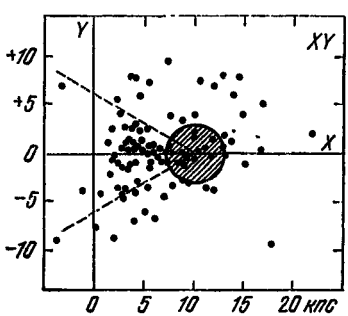


Рис. 58. Распределение шаровых звездных скоплений Галактики в проекции на плоскость *XY* (А. С. Шаров (1976)).

Оценка Арпа вызвала, однако, аргументированную критику. А. С. Шаров (1976), изучая распределение шаровых скоплений в Галактике, обнаружил в проекции на плоскость *XY* (т. е. на плоскость, параллельную галактической) явную выделенность направления от центра

Галактики к Солнцу: вдоль этого направления концентрация шаровых скоплений наиболее высока (рис. 58). А. С. Шаров интерпретировал это как указание на значительную роль эффектов селекции. Экстраполяция плотности шаровых скоплений, наблюдающейся вдоль оси OX, на всю плоскость XY указывает на наличие в Галактике от 200 до 550 шаровых скоплений. Широкие пределы неопределенности этой оценки связаны с неточным знанием расстояния до центра Галактики, а также с учетом расхождений между имеющимися в литературе различными системами модулей расстояния скоплений (см. ниже).

§ 2. Систематизация сведений о шаровых скоплениях Галактики

Для изучения шаровых скоплений крайне важно располагать их характеристиками, приведенными к единой системе. Каталоги шаровых скоплений, опубликованные в работах Сойер-Хогг (1959), Арпа (1965), не отвечают требованиям единства системы и представляют собой компилятивные сводки разнородной наблюдательной информации. Работа по созданию однородного каталога шаровых скоплений нашей Галактики была предпринята в ГАИШ.

Еще в предвоенные годы в ГАИШ была подготовлена (но опубликована много позже из-за трудностей военного времени) работа П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркина и Н. Ф. Флори (1949) «Система шаровых скоплений», представляющая собой первый шаг по пути решения названной выше задачи. В работе выводятся системы видимых и абсолютных интегральных звездных величин скоплений, их модулей расстояния, значений диаметров и величин межзвездного поглощения света. На этой основе было изучено пространственное распределение скоплений в Галактике. Кроме того, была обнаружена важная зависимость между классом концентрации скопления (т. е. степенью концентрации звезд к его центру) и абсолютной интегральной величиной скопления: наиболее концентрированные скопления, как правило, оказываются и наиболее яркими, и наоборот.

Впоследствии работа по созданию однородного каталога шаровых скоплений была продолжена Б. В. Кукаркиным. Он подготовил вначале карточный каталог шаровых скоплений Галактики, а затем опубликовал основан-

ные на нем каталог и монографию (Кукаркин (1974 а, б)). На содержании каталога Б. В Кукаркина мы остановимся несколько подробнее.

Этот каталог содержит следующие характеристики шаровых скоплений.

Положение на небесной сфере (α_{1950}, δ_{1950}, величины прецессии, галактические координаты l и b, а также часто используемые в вычислениях тригонометрические функции l и b и их произведения).

Интегральные звездные величины в системе V.

Цветовые эквиваленты $B-V$, $U-B$, $V-I$.

Интегральные спектральные классы.

Избытки цвета $E(B-V)$.

Индексы содержания металлов [m/H].

Диаметры.

Модули расстояния.

Прямоугольные координаты.

Лучевые скорости.

Все важнейшие характеристики были выведены путем построения предварительной системы, основанной на наиболее надежных и современных данных, и последующих тщательных редукций всей прочей наблюдательной информации на предварительную систему. Все величины в таблицах каталога сопровождаются указанием весовых величин, позволяющих легко вычислить значение вероятной ошибки.

Система интегральных звездных величин скоплений была основана на предложенном Кроном и Мэйоллом условии, согласно которому за интегральную величину скопления принимается асимптота, к которой стремится измеряемая с увеличивающимися диафрагмами звездная величина скопления. На предварительную систему редуцировались многочисленные фотографические, фотоэлектрические и электрографические измерения звездных величин шаровых скоплений.

Интегральные спектральные классы скоплений приведены в системе Моргана и Кинмана, основанной на оценках отношения CH/H_γ в спектре скопления. Результирующая система показывает сильную корреляцию с системой [m/H] (см. ниже). Спектральные классы шаровых скоплений в каталоге заключены в пределах от F2 до G5.

Для построения системы избытков цвета потребовалось предварительно создать систему истинных цветовых

эквивалентов в зависимости от спектрального класса скопления. В результате удалось получить внутренне согласованную систему $E(B-V)$, $E(U-B)$ и $E(V-I)$. Для скоплений с наименьшим межзвездным поглощением в каталоге Б. В. Кукаркина дается $E(B-V)=0^m,02$; отметим, что наиболее надежные определения самого последнего времени указывают на $E(B-V)=0^m,00$ для этих скоплений. Максимальное значение $E(B-V)$ в каталоге составляет $3^m,1$.

Одной из наиболее сложных проблем явилось выведение системы индексов, характеризующих содержание металлов в атмосферах звезд шаровых скоплений. В ходе многолетней работы по созданию такой системы появилась система индексов металличности IM; ее калибровка позволила перейти к логарифмическим индексам [m/H] содержания тяжелых элементов по сравнению с солнечным. В монографии Б. В. Кукаркина (1974б) приводятся редукционные формулы, позволяющие приводить к системе [m/H] разнообразные спектральные и фотометрические параметры шаровых скоплений, а также индексы, характеризующие форму и населенность последовательностей на диаграмме Герцшпрунга — Рессела и значения переходных (от подтипа RRab к подтипу RRc) периодов переменных звезд типа RR Лиры в скоплениях. Значения [m/H] в каталоге лежат в пределах от —2,02 (105-кратный дефицит металлов по сравнению с Солнцем) до +0,1 (содержание металлов, повышенное по сравнению с Солнцем на 26%).

Система диаметров шаровых скоплений в каталоге носит предварительный характер. Как отмечается в монографии Б. В. Кукаркина (1974б), «радиусом скопления было принято считать среднее расстояние от центра скопления до наиболее далекой трети общего числа звезд типа RR Лиры в хорошо разрешенных (на звезды) и изученных скоплениях». Это определение было положено в основу калибровки радиусов скоплений, найденных всеми другими методами. Система диаметров каталога была впоследствии полностью пересмотрена (см. ниже).

В основу определения модулей расстояния шаровых скоплений всегда кладутся определенные допущения об абсолютной величине звезд типа RR Лиры. В каталоге Б. В. Кукаркина использовано предложенное Кристи (1966) теоретическое соотношение между светимостью звезд типа RR Лиры и P_{tr} — периодом перехода от пуль-

саций в основном тоне к пульсациям в первом обертоне (что соответствует переходу от подтипа RRab к подтипу RRc), записанное в виде

$$M_V^{RR} = -0{,}58 - 4{,}46 \lg P_{tr}.$$

Формула Кристи в сочетании с обнаруженной Б. В. Кукаркиным зависимостью P_{tr} от [m/H] указывает на значительное изменение M_V^{RR} по мере перехода от скоплений, наиболее бедных металлами, к скоплениям, относительно богатым металлами (от $+0^m{,}56$ до $+1^m{,}30$). То, что богатые металлами звезды типа RR Лиры в среднем оказываются абсолютно более слабыми, в настоящее время, по-видимому, можно считать установленным твердо. Однако конкретный вид зависимости, задаваемый формулой Кристи, подвергается значительным сомнениям, формулу эту не удалось воспроизвести в последующих усовершенствованных пульсационных расчетах. В связи с этим в период, прошедший после опубликования каталога Б. В. Кукаркина, наметилась тенденция возврата к допущению об одинаковой абсолютной величине для всех звезд типа RR Лиры. Такое допущение, в частности, принято при построении широко используемой в последнее время системы модулей расстояния шаровых скоплений Харриса (1976).

Значения Mod_{app}^V в каталоге Б. В. Кукаркина заключены в пределах от $11^m{,}90$ до $23^m{,}0$ (последняя величина в значительной степени обусловлена большим межзвездным поглощением; для того же скопления $\mathrm{Mod}_0^V = 14^m$:); расстояния от Солнца до скоплений лежат в пределах от 2,0 до 76 кпс. На основе приводимых в каталоге расстояний вычислены также прямоугольные координаты скоплений x, y, z.

Источник приводимых в дополнительной таблице каталога значений лучевых скоростей скоплений в тексте не оговорен. Анализ показывает, что система лучевых скоростей в каталоге в основном определяется данными Кинмана.

Ко времени своего создания каталог Б.В. Кукаркина был наиболее надежным и разносторонним источником информации о шаровых скоплениях. Эту роль он в значительной степени сохраняет и сегодня.

Из вышедших после 1974 г. других списков и каталогов шаровых скоплений Галактики назовем каталоги

Алькаино (1977, 1979), Харриса и Расина (1979). Методика их создания не позволяла надеяться получить столь же высокую степень однородности информации, как в каталоге Б. В. Кукаркина. В первую очередь это относится к каталогу Алькаино, содержащему, кроме того, грубые фактические ошибки. Так, например, Алькаино при интерпретации диаграммы Герцшпрунга — Рессела скопления Pal 13 ошибочно принял за горизонтальную ветвь участок главной последовательности вблизи точки поворота, что привело к неверному значению расстояния Pal 13 (83,0 кпс вместо 21 кпс у Б.В. Кукаркина; справедливость интерпретации диаграммы Герцшпрунга — Рессела для Pal 13 по Б. В. Кукаркину подтверждается наличием нескольких звезд типа RR Лиры на уровне звездных величин, соответствующем ожидаемому положению горизонтальной ветви по Б. В. Кукаркину). Изменения по сравнению с каталогом Б. В. Кукаркина, внесенные в каталог Харриса и Расина, нередко оказываются сделанными в том же направлении, в каком ведут работу по пересмотру каталога ученики Б. В. Кукаркина (см. ниже); Харрис и Расин, естественно, смогли учесть много новой информации, опубликованной после 1974 г. Можно рекомендовать использование этого каталога наряду с каталогом Б. В. Кукаркина.

После выхода в свет каталога и монографии Б. В. Кукаркин и его ученики продолжили работу по систематизации сведений о шаровых скоплениях в рамках подготовки второго издания каталога. В 1979 г., уже после смерти Б. В. Кукаркина (1909—1977 гг.), вышла в свет работа Б. В. Кукаркина и Н. Н. Киреевой, содержащая пересмотренные данные об интегральных V-величинах, радиусах и параметрах концентрации 128 шаровых скоплений. В работе использовано представление с помощью полуэмпирических кривых Кинга результатов опубликованных интегральных электрофотометрических наблюдений скоплений с круглыми диафрагмами различного диаметра, а также результатов звездных подсчетов. В итоге найдены значения центрального RC и приливного RT радиусов, логарифмического параметра концентрации $C = \lg(RT/RC)$, а также интегральной звездной величины в пределах приливного диаметра. Так как RT характеризует полные размеры скопления, в пределах которых звезды можно считать динамически связанными, диаметры скоплений d в системе Б. В. Кукаркина и

Н. Н. Киреевой, естественно, значительно превосходят диаметры в системе Б. В. Кукаркина (1974 а, б). Например, для одного из самых больших скоплений 47 Tuc у Б. В. Кукаркина и Н. Н. Киреевой дается $\lg RT = 1{,}72$ (что соответствует диаметру 105′,0), тогда как по Б. В. Кукаркину (1974б) для того же скопления $\lg d = 1{,}49$ (диаметр 30′,9).

В рамках подготовки нового издания каталога шаровых скоплений недавно выполнена и работа Н. Н. Самуся и Е. Н. Пастуховой, посвященная пересмотру системы индексов химического состава. Сделана попытка построения системы параметров, характеризующих содержание тяжелых элементов в атмосферах звезд шаровых скоплений, без привлечения информации, основанной на интегральной фотометрии или спектроскопии скоплений, интерпретация которой может быть неоднозначной. Не привлекалась также информация о форме и населенности последовательностей на диаграммах Герцшпрунга — Рессела для скоплений, так как известно, что эти характеристики определяются, помимо металличности, другим параметром или параметрами окончательно не выясненной природы (см. § 4). С привлечением только фотометрических и спектральных наблюдений индивидуальных звезд в скоплениях были выведены логарифмические индексы [Fe/H] для 51 шарового скопления Галактики. Система [Fe/H] Н. Н. Самуся и Е. Н. Пастуховой показывает менее тесную корреляцию с системой интегральных спектральных классов скоплений, чем система [m/H] Б. В. Кукаркина, что не может считаться недостатком первой системы: очевидно, что содержание тяжелых элементов в атмосферах звезд шаровых скоплений — не единственный параметр, определяющий их интегральные спектральные классы.

Работа Н. Н. Самуся и Е. Н. Пастуховой не исчерпывает, однако, проблемы создания системы металличностей для нового издания каталога шаровых скоплений. Остается нерешенной задача построения раздельных систем металличностей для разных групп тяжелых элементов, что важно ввиду часто встречающихся в настоящее время попыток объяснения некоторых пекулярностей отдельных шаровых скоплений вариациями содержания, например, элементов группы CNO при одинаковых [Fe/H]. Кроме того, для распространения системы [Fe/H] на большее число скоплений представляется целесообразным осто-

рожное привлечение информации по интегральным характеристикам скоплений. Интересный обзор современного состояния проблемы металличности звезд шаровых скоплений дан в работе Крафта (1979).

§ 3. Работы, выполненные на основе каталога Б. В. Кукаркина

Данные этого каталога послужили основой ряда исследований шаровых скоплений Галактики. Первые работы указанной серии появились еще до 1974 г., так как их авторы пользовались любезно предоставленными Б. В. Кукаркиным данными карточного каталога характеристик шаровых скоплений.

Вопросами связи формы и населенности последовательностей на диаграммах показатель цвета — видимая звездная величина для шаровых скоплений с другими их характеристиками занимался А. В. Миронов. В 1972 г. он показал, что уклонения от зависимости между металличностью и параметрами, описывающими форму горизонтальной ветви, не коррелируют с классами содержания гелия Y в скоплениях, введенными Хартвиком в 1968 г. Далее, А. В. Миронов определил значения Y для ряда скоплений по наблюдаемому показателю цвета голубой границы области нестабильности переменных звезд типа RR Лиры. На диаграммах, связывающих комбинированный индекс химического состава $IM \times Y$ (IM — индекс металличности в предварительной системе Б. В. Кукаркина и Р. М. Русева) с параметрами, задающими морфологию диаграммы Герцшпрунга — Рессела, удалось выделить две группы шаровых скоплений, отличающиеся видом этих зависимостей.

Ввиду неясности физического смысла параметра $IM \times Y$ и малой надежности определения Y вопрос о классификации шаровых скоплений был затем пересмотрен. А. В. Миронову и Н. Н. Самусю в 1974 г. удалось выделить две группы шаровых скоплений (морфологические группы голубизны горизонтальной ветви, практически совпадающие с группами, ранее выделенными А. В. Мироновым) без привлечения каких-либо индексов химического состава на основе сопоставления между собой 16 параметров, детально описывающих форму ярких частей диаграммы Герцшпрунга — Рессела каждого скопления. Примеры классификационных диаграмм показаны на

рис. 59. Скопления двух групп различаются между собой как в отношении зависимостей между параметрами химического состава и положением в Галактике, так и зависимостей между параметрами Y и [m/H]. Отмечены и некоторые различия между группами в отношении встречаемости переменных звезд типа RR Лиры.

Различия между двумя группами шаровых скоплений А. В. Миронов и Н. Н. Самусь связывают прежде всего

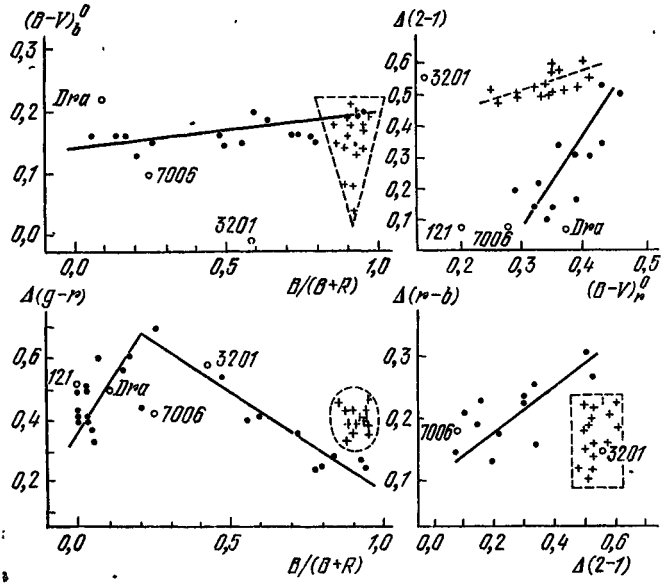


Рис. 59. Примеры классификационных диаграмм, использовавшихся для разделения шаровых скоплений на морфологические группы голубизны горизонтальной ветви (по А. В. Миронову и Н. Н. Самусю). Крестики — скопления группы I (с экстремально голубой горизонтальной ветвью), точки — скопления группы II.

с различиями в возрасте (скопления I группы, т. е. с аномально голубой горизонтальной ветвью, должны иметь заметно больший возраст, чем прочие шаровые скопления). Для проверки этой гипотезы необходимо значительно увеличить число шаровых скоплений, для которых получены диаграммы показатель цвета — видимая звездная величина, достигающие главной последовательности. По положению точки поворота ГП можно оценить возраст скопления. Однако достижение в фотометрических наблюдениях этой точки требует применения больших

телескопов, так как для большинства шаровых скоплений Галактики, исключая наиболее близкие, звезды главной последовательности слабее 20^m—22^m. Программа глубокой фотометрии звезд, входящих в шаровые скопления, предложенная ГАИШ, выполняется на 6-метровом телескопе (см. § 4).

Имеются некоторые указания на наличие III группы шаровых скоплений, характеризующейся аномально красными горизонтальными ветвями по сравнению с другими скоплениями с одинаковыми прочими параметрами. К III группе, возможно, принадлежат многие скопления, находящиеся на очень больших расстояниях от центра Галактики.

Ряд работ по исследованию структуры горизонтальной ветви шаровых скоплений выполнили также в 70-е годы А. М. Эйгенсон и Н. Н. Самусь. По мнению А. М. Эйгенсона, различия в структуре горизонтальной ветви от скопления к скоплению определяются прежде всего различиями в возрасте; такова же причина различий в металличности. Им построена математическая модель, объясняющая на основе простых вероятностных соображений то обстоятельство, что среди шаровых скоплений Галактики весьма редко встречаются скопления с примерно одинаковой населенностью горизонтальной ветви по обе стороны от пробела Шварцшильда (где располагаются переменные звезды типа RR Лиры).

Данные каталога Б. В. Кукаркина были использованы в 1976 г. В. А. Марсаковым и А. А. Сучковым для изучения распределения шаровых скоплений по металличности. Они обнаружили три максимума распределения, соответствующие [m/H] = −1,5; −0,8; −0,2 −(−0,1). Этот результат вместе с аналогичными результатами, полученными для некоторых других подсистем Галактики, используется В. А. Марсаковым и А. А. Сучковым для построения картины ранних этапов эволюции Галактики. Заметим, что, как отмечал в 1977 г. А. М. Эйгенсон, в рамках математической статистики гипотеза о том, что функция металличности шаровых скоплений в действительности одновершинная, правдоподобна, или, во всяком случае, не противоречит тем же наблюдательным данным, которые использовали В. А. Марсаков и А. А. Сучков.

Их выводы представляются все же более обоснованными, если принять во внимание всю совокупность полу-

ченных ими результатов по различным галактическим подсистемам, так как совпадение минимумов на многочисленных функциях металличности вряд ли можно считать случайным.

§ 4. Исследования звездного состава шаровых скоплений

Рамки настоящей главы не позволяют подробно изложить современные результаты теории звездной эволюции в приложении к шаровым скоплениям. Напомним кратко некоторые выводы этой теории, относящиеся к звездному составу скоплений.

Ввиду большого возраста шаровых скоплений ($\sim 10^{10}$ лет) относительно массивные звезды успели сойти с главной последовательности и далее пройти все активные (т. е. характеризующиеся термоядерными реакциями в недрах звезды в качестве источника энергии) эволюционные стадии и стали (в зависимости от массы) черными дырами, нейтронными звездами или белыми карликами. Звезды этих типов, вероятно, присутствуют в шаровых скоплениях, но из-за низкой светимости и больших расстояний до скоплений в оптическом диапазоне непосредственно не наблюдаются. В 1978 г. Ричер сообщил лишь о возможном обнаружении белых карликов в одном скоплении, NGC 6752. Все звезды, населяющие основные наблюдаемые последовательности диаграмм Герцшпрунга — Рессела шаровых скоплений, помимо главной, занимали на ГП небольшой участок, непосредственно прилегающий (со стороны более ярких и голубых звезд) к современной точке поворота главной последовательности. Чем больше возраст скопления, тем дальше продвигается точка поворота в сторону низких светимостей и эффективных температур.

Сойдя с главной последовательности после истощения запасов водорода в центральной области, звезда постепенно поднимается по ветви субгигантов и красных гигантов. Характерной особенностью этого этапа эволюции маломассивных звезд является малая скорость эволюции вблизи точки поворота и постепенное ее возрастание по мере продвижения к вершине ветви гигантов, в связи с чем в шаровых скоплениях (в отличие от рассеянных) ветви субгигантов и красных гигантов начинается непосредст-

венно от главной последовательности без заметного пробела Герцшпрунга. Такое отличие эволюции маломассивных звезд определяется особенностями звездной структуры, в первую очередь вырожденностью электронного газа в недрах маломассивной звезды-субгиганта.

Наклон ветви гигантов на диаграмме Герцшпрунга — Рессела чувствителен к содержанию тяжелых элементов в атмосферах звезд скопления, что позволяет по виду диаграммы оценить параметры химического состава шарового скопления.

Конец стадии красного гиганта знаменуется началом реакций превращения гелия в углерод (тройной α-процесс) в центральной области звезды, снятием вырождения электронного газа и быстрой перестройкой структуры звезды («гелиевая вспышка»). Несмотря на взрывной характер процесса, полного перемешивания вещества звезды при этом, по всей вероятности, не происходит, как показал в 1965 г. Ларсон, хотя столь же уверенно исключить возможность частичного перемешивания не удается. Тем не менее в расчетах эволюции на последующих стадиях обычно исходят из предположения, что перемешивания не происходило вовсе. После гелиевой вспышки модель звезды с двумя термоядерными источниками энергии (He → C в центре и H → He в постепенно продвигающемся к поверхности слое) оказывается на горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга — Рессела. В модели Ибена и Руда (1970) трек, описываемый индивидуальной звездой горизонтальной ветви, слишком короток и не может объяснить всей протяженности горизонтальной ветви по цветовой координате. Ибен и Руд интерпретируют наблюдаемую горизонтальную ветвь шаровых скоплений как совокупность несколько различных треков звезд, потерявших различное количество вещества поверхностных слоев на предыдущих эволюционных стадиях и потому отличающихся по массе. Хотя в более поздних эволюционных расчетах уточнение физических характеристик моделей привело к удлинению треков, их длина все еще недостаточна для описания горизонтальной ветви одним треком; кроме того, при таком представлении горизонтальной ветви трудно объяснить наблюдаемое распределение звезд на ней по показателю цвета. Поэтому гипотеза Ибена и Руда о горизонтальной ветви, населенной звездами, в различной степени испытавшими потерю массы, по-прежнему широко используется. Спектральные

наблюдения Коэн в 1976 г. выявили прямые наблюдательные свидетельства потери массы звездами-гигантами в шаровых скоплениях.

На стадии горизонтальной ветви находятся переменные звезды самого распространенного в шаровых скоплениях типа — звезды типа RR Лиры.

Относительная населенность «красного» и «голубого» участков горизонтальной ветви (т. е. участков по низкотемпературную и по высокотемпературную сторону от населенного звездами типа RR Лиры пробела Шварцшильда) зависит от содержания тяжелых элементов: чем выше содержание металлов в атмосферах звезд шарового скопления, тем «краснее» горизонтальная ветвь. Однако наблюдаются значительные уклонения от этой общей закономерности, для объяснения которых приходится предполагать, что, помимо металличности, на структуру горизонтальной ветви влияет некий второй параметр (или несколько параметров); «проблема второго параметра» была впервые сформулирована в 1967 г. Сэндиджем Уилди и ван ден Бергом. Несмотря на то что теории удалось выявить несколько параметров, влияющих, наряду с металличностью, на структуру горизонтальной ветви (возраст скопления, содержание гелия, содержание элементов группы CNO при одинаковой общей металличности и др.), второй параметр, в реальных условиях определяющий морфологию горизонтальных ветвей скоплений до сих пор окончательно не отождествлен.

Следующая эволюционная стадия (стадия асимптотической ветви) характеризуется двумя слоевыми источниками термоядерной энергии (He → C ближе к центру, H → He ближе к поверхности) и постепенным падением роли водородного источника энергии. Структура звезды все более напоминает структуру красного гиганта, и трек, описываемый звездой на диаграмме Герцшпрунга — Рессела асимптотически приближается к ветви красных гигантов. Обнаруженная впервые в 1970 г. Шварцшильдом и Хермом неравномерность хода термоядерных реакций в слоевом гелиевом источнике может приводить к явлениям временного ухода звезды с асимптотической ветви; описывая петлю на диаграмме Герцшпрунга — Рессела, звезда может заходить в полосу нестабильности и становиться цефеидой подтипа CW. Еще раз звезда пересекает полосу нестабильности, окончательно сходя с асимптотической ветви и направляясь в область диаграммы Герц-

шпрунга — Рессела, населенную белыми карликами. Следует, однако, отметить, что из-за весьма сложной структуры моделей результаты эволюционных расчетов стадии асимптотической ветви и более поздних стадий оказываются не вполне уверенными.

Из сказанного ясно, сколь важную информацию о звездном составе шаровых скоплений дают диаграммы $V-(B-V)$ и двухцветные диаграммы $(U-B)-(B-V)$. Библиография работ по UBV-фотометрии звезд шаровых скоплений приведена у Филипа и др. (1976). Ряд диаграмм цвет — величина был получен в СССР. Так, З. И. Кадла построила диаграмму цвет — величина скопления М 13 и, проведя определение собственных движений звезд в окрестностях скопления, отделила звезды фона от членов скопления. Диаграммы шаровых скоплений М 3, М 4, М 13 (центральной части), М 14, М 79, NGC 6717 и NGC 6934 опубликованы в 60—70-е годы астрономами ГАИШ.

С 1978 г. разработанная в ГАИШ программа получения диаграмм Герцшпрунга — Рессела, достигающих главной последовательности, для значительного числа шаровых скоплений Галактики выполняется с помощью 6-метрового БТА САО АН СССР (Ставропольский край). К началу 1980 г. А. В. Миронов, Н. Н. Самусь и С. Ю. Шугаров опубликовали диаграммы $V-(B-V)$ скоплений NGC 288, М 2, а также диаграмму цвет — величина скопления М 12, построенную в отсчетах микрофотометра. В перспективе результатом реализации программы должно явиться получение для ряда шаровых скоплений фотоэлектрически калиброванных диаграмм $V-(B-V)$, достигающих главной последовательности, а также двухцветных диаграмм $(U-B)-(B-V)$. На этой основе будут получены оценки возраста и металличности скоплений и на значительно большем материале проверен вывод Сэндиджа о малой дисперсии возрастов.

В ГАИШ ведется также работа по анализу встречаемости в скоплениях звезд, выделенных по каким-либо особым признакам. Б. В. Кукаркин и А. В. Миронов в 1970 г. изучали встречаемость тесных двойных звезд в шаровых и старых рассеянных скоплениях. Они в частности подчеркнули наличие в шаровых скоплениях новых звезд и переменных типа U Близнецов, которые по современным представлениям все входят в состав тесных двойных систем. Подобные исследования теперь приобретают

новое звучание в связи с обнаружением в восьми шаровых скоплениях рентгеновских источников (см., например, обзор Гриндлея (1979)): один из возможных механизмов космического рентгеновского излучения, как известно, предполагает аккрецию на компактный объект в тесной двойной системе. Другой возможный для шарового скопления механизм рентгеновского излучения — аккреция на массивную черную дыру в центральной области скопления. Ввиду этого приобретают актуальность поиски необычайных оптических явлений вблизи центров рентгеновских шаровых скоплений. А. В. Миронов и А. М. Черепащук в 1976 г. сообщили об обнаружении электрофотометрическим методом необычного голубого объекта ($U-B=-0^m,6\pm0^m,3$, $B-V=-0^m,1\pm0^m,2$) в центре шарового скопления М 15. Проверка их результата является непростой задачей, так как центральная область М 15 состоит из ряда сгустков, расположенных на расстояниях в несколько дуговых секунд друг от друга, в связи с чем голубой объект, попавший в малую диафрагму при наблюдениях этих авторов, может быть пропущен при фотометрических или спектральных наблюдениях других. Не исключена также переменность блеска центрального объекта М 15. Несмотря на то что в ряде работ сообщалось об отсутствии каких-либо необычных объектов в центре М 15, результат А. В. Миронова и А. М. Черепащука, по-видимому, подтверждает цветная фотография В. П. Горанского.

§ 5. Изучение переменных звезд в шаровых скоплениях

Со времени сделанного Бейли на рубеже XX века открытия первых переменных звезд в шаровых скоплениях их изучению уделялось много внимания. Сводку данных об этих звездах можно найти в третьем каталоге переменных звезд в шаровых скоплениях Сойер-Хогг (1973). Всего в каталоге содержится 2119 звезд. Наиболее распространены в шаровых скоплениях переменные типа RR Лиры; число звезд, уверенно относимых ко всем прочим типам переменности, составляет всего 8% от общего числа переменных звезд в каталоге. Кроме звезд типа RR Лиры, в шаровых скоплениях известны цефеиды сферической составляющей (типа W Девы), звезды типа RV Тельца, типа Миры Кита, красные полуправильные и неправильные

переменные, желтые полуправильные переменные (типа SRd), новые звезды, переменные типа U Близнецов. Не исключено членство в шаровых скоплениях нескольких затменных переменных.

Обзоры работ по переменным звездам в шаровых скоплениях опубликовал Б. В. Кукаркин (1973, 1975).

В ГАИШ особое внимание уделяется исследованиям в шаровых скоплениях звезд типа RR Лиры и W Девы, в первую очередь изучению изменений периодов пульсаций.

Как было показано Ибеном и Рудом (1970), теория звездной эволюции с учетом простейшего соотношения пульсационной теории $P\sqrt{\rho}=\text{const}$ предсказывает скорости эволюционного изменения периодов звезд типа RR Лиры, примерно на порядок меньшие наблюдаемых для многих индивидуальных переменных типа RR Лиры в скоплениях ω Центавра и M 3.

Лишь средняя (с учетом знака) скорость изменения периода для всех переменных типа RR Лиры в скоплении сопоставима с предсказаниями эволюционной теории. Отсюда Ибен и Руд сделали вывод, что наблюдаемые изменения периодов звезд типа RR Лиры в основном не носят эволюционного характера, а представляют собой «шумы», т. е. проявления неизвестных нам случайных процессов.

В 1956 г., задолго до работы Ибена и Руда, к сходным выводам пришли на основе наблюдений звезд типа RR Лиры и цефеид Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго. Они указали, что наблюдаемые изменения периодов переменных звезд не плавные, а скачкообразные. Б. В. Кукаркин подчеркивает, что для звезд типа RR Лиры ни одна формула с членом второго порядка (т. е. с элементами изменения блеска, предполагающими линейное изменение периода) не была подтверждена при достаточно значительном увеличении интервала времени, охваченного наблюдениями. Всегда более удачным оказывалось представление кривых $O-C$ ломаными из нескольких отрезков прямой. Неоднократно наблюдалось увеличение периода вслед за его уменьшением, и наоборот. В связи с этим, по мнению Б. В. Кукаркина, «представляется бесполезным искать «тенденции» в направлении изменения периодов» звезд типа RR Лиры.

Заключение о скачкообразном характере изменений периодов было сделано В. П. Горанским, Б. В. Кукаркиным и Н. Н. Самусем в 1973 г. на основе изучения

большого числа переменных звезд типа RR Лиры в шаровых скоплениях M 5, M 53 и NGC 5053.

Т. И. Грызунова в 70-е годы исследовала изменения периодов переменных типа RR Лиры в шаровых скоплениях NGC 5466 и NGC 6171. Выявленные изменения периодов оказались скачкообразными. Была построена математическая модель изменения периодов переменных звезд в шаровом скоплении как марковского процесса с непрерывным временем и найдено удовлетворительное согласие с результатами наблюдений.

В вышедшей в 1976 г. обширной работе В. П. Горанского, посвященной изучению изменений периодов звезд типа RR Лиры в скоплении M 53, выявлены два основных типа переменности периода:

1. Скачкообразные кратковременные изменения периода, прерывающие длительные интервалы его спокойствия или слабых плавных изменений.

2. Плавные непериодические изменения периода.

Среди работ зарубежных авторов, посвященных изучению изменяемости периодов переменных звезд типа RR Лиры в шаровых скоплениях, следует выделить выполненные в 60—70-е годы обстоятельные исследования Сейдла. В этих работах диаграммы $O—C$, как правило, аппроксимируются плавными кривыми. Интерпретация диаграмм $O—C$ является принципиально непростой задачей, так как математически она эквивалентна задаче численного дифференцирования экспериментальных данных. Действительно,

$$(O-C)(t) = \Delta + \Delta T_0 + \frac{1}{P_0}\int_{T_0}^{t} [P(\tau) - P_0]\, d\tau,$$

где Δ — ошибка наблюденного момента, ΔT_0 — ошибка начальной эпохи, P_0, T_0 — период и эпоха, используемые для вычисления эфемеридных моментов, t — текущий момент времени. От классической задачи численного дифференцирования настоящая задача отличается тем, что, помимо неточного знания значений функции $(O—C)(t)$, существенную роль, в особенности в случае фотографических наблюдений, играет неточное знание значений аргумента.

Можно, однако, считать твердо установленным, что на длительных промежутках времени (десятки лет) гипотеза о равномерном изменении периода по линейному (или близкому к линейному) закону приходит в противо-

речие с наблюдениями. Возникает необходимость теоретического объяснения нерегулярных, в том числе знакопеременных, изменений периода. Лишь в недавней работе Швейгарта и Ренцини выявлена возможность возникновения скачкообразных или непрерывных нерегулярных знакопеременных изменений периода вследствие изменений структуры звезды, обусловленных перемешиванием вещества в ее недрах на границе полуконвективной зоны. Окончательное решение проблемы о характере и причинах изменений периода у звезд типа RR Лиры требует дальнейших усилий как наблюдателей, так и теоретиков.

Значительный интерес представляет также изучение изменяемости периодов у звезд типа W Девы в шаровых скоплениях. А. С. Расторгуев к 1978 г. исследовал поведение периодов 20 цефеид в 9 шаровых скоплениях. Он отметил, что относительно большое число (более 60%) постоянных периодов среди цефеид с $P < 10^d$ наводит на мысль, что их время жизни в полосе нестабильности в среднем больше, чем предсказывает эволюционная теория. Также по 20 цефеидам Куттс в 1973 г. отметила преобладание случаев постоянства или возрастания периодов у звезд с $P < 8^d$ и большую долю звезд с флуктуирующими периодами среди цефеид с $P > 8^d$.

Проблеме объяснения существования двух классов шаровых скоплений по Оостерхоффу посвящена опубликованная в 1976 г. работа Н. Н. Самуся. Как известно, Оостерхофф еще в 1939 г. обнаружил, что по признаку величины среднего по скоплению периода переменных подтипа RRab шаровые скопления Галактики уверенно делятся на два класса — для первого $\langle P_{ab} \rangle \approx 0^d,55$, а для второго $\langle P_{ab} \rangle \approx 0^d,65$. Во многих работах предлагалось объяснение различия $\langle P_{ab} \rangle$ между классами Оостерхоффа. Лишь в 1973 г. ван Альбада и Бейкер предложили гипотезу, позволяющую объяснить двоичность явления Оостерхоффа, т. е. практическое отсутствие промежуточных случаев. Для этого ван Альбада и Бейкер предположили, что в некоторой зоне на диаграмме Герцшпрунга — Рессела принадлежность звезды к тому или иному подтипу переменных типа RR Лиры зависит от истории ее эволюции. В скоплениях, у которых на горизонтальной ветви преобладает эволюция с повышением температуры, звезды в такой зоне окажутся переменными подтипа RRab, и скопления будут иметь $\langle P_{ab} \rangle$, свойственные I классу Оостерхоффа; в случае противоположного преи-

мущественного направления эволюции звезды в этой зоне будут принадлежать к подтипу RRc, а скопления — ко II классу Оостерхоффа. Н. Н. Самусь проанализировал наблюдательные следствия гипотезы ван Альбады и Бейкера и выявил ряд противоречий с наблюдениями, в связи с чем, по его мнению, необходим поиск новых объяснений явления Оостерхоффа.

Важный вопрос о зависимости период — светимость для звезд типа CW в шаровых скоплениях исследовали в 1972 г. Б. В. Кукаркин и А. С. Расторгуев. Ими были выведены средние видимые величины $\langle V \rangle$ и $\langle B \rangle$ для 26 цефеид в шаровых скоплениях, и на основе системы модулей расстояния шаровых скоплений Б. В. Кукаркина и Р. М. Русева получены выражения зависимостей $M_V(P)$ и $M_B(P)$ отдельно для долгопериодической и для короткопериодической группы цефеид типа CW.

§ 6. Исследования пространственного распределения, кинематики и динамики шаровых скоплений

Современные данные о расстояниях шаровых скоплений и о разделении системы шаровых скоплений Галактики на группы по их физическим признакам позволили по-новому подойти к проблемам пространственного распределения и кинематики шаровых скоплений Галактики, изучаемым уже давно (см., например, Шепли (1918), П. П. Паренаго и др. (1949)).

Волтьер в 1975 г. разделил шаровые скопления Галактики на группу гало, группу диска и промежуточную группу по признакам, основанным на данных интегральной фотометрии и спектроскопии скоплений. Для каждой группы изучены пространственное распределение скоплений в Галактике и их движения. Распределение скоплений, относящихся как к группе гало, так и к группе диска, оказалось приблизительно сферическим, но скопления диска теснее сконцентрированы к центру Галактики. На расстояних от центра Галактики, превышающих 20 кпс, пространственная плотность системы шаровых скоплений резко падает. Впоследствии Хартвик изучил распределение скоплений выделенной Волтьером группы гало по содержанию тяжелых элементов и сопоставил результаты с теоретической картиной первоначального коллапса Галактики. Следует, однако, иметь в виду, что многочисленные критерии, использовавшиеся Волтьером

при разделении на группы, несколько противоречивы, в результате чего физический смысл выделенных типов не вполне ясен и во всяком случае не совсем соответствует терминам «гало» и «диск». Поэтому изучение распределения скоплений «гало» по химическому составу не дает уверенного представления о распределении по металличности звезд гало Галактики.

А. С. Шаров (1976) провел разделение скоплений на группы гало и диска по признаку интегрального спектрального класса, данные о котором брались из каталога Б. В. Кукаркина (1974б); граница между группами была проведена по спектральному классу F8,5. Он изучил строение и кинематику подсистемы шаровых скоплений без разделения и с разделением на группы и нашел, что скопления спектрального класса G образуют диск с полуосями около 8 и 2 кпс. Часть скоплений спектрального класса F также входит в состав диска, возможно, несколько бо́льших размеров. Остальные скопления класса F образуют протяженную корону малой плотности (рис. 60). Были определены параметры вращения подсистемы шаровых скоплений по всей совокупности объектов, а далее для каждой из групп рассмотрены дисперсии остаточных (после учета вращения подсистемы) лучевых скоростей. А. С. Шаров установил, что скопления диска имеют меньшую дисперсию лучевых скоростей, чем у объектов короны, что согласуется с представлениями о формировании шаровых скоплений в результате сжатия и последующей эволюции протогалактического газового облака и указывает на возможность двух или трех этапов этого процесса.

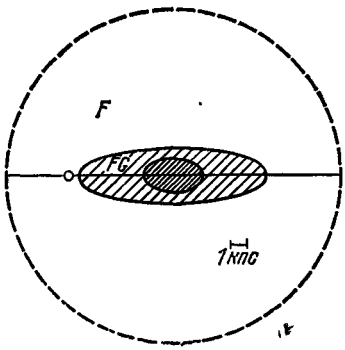


Рис. 60. Структура подсистемы шаровых скоплений Галактики (А. С. Шаров (1976)).

К аналогичным выводам пришли в 1976 г. А. В. Миронов, А. С. Расторгуев и Н. Н. Самусь, проанализировавшие дисперсии лучевых скоростей относительно той же модели вращения Галактики, которую использовал А. С. Шаров, для групп шаровых скоплений по классификации А. В. Миронова и Н. Н. Самуся (см. выше § 3).

Они выявили постепенное возрастание дисперсии лучевых скоростей по мере перехода от наиболее металличных скоплений II группы к прочим скоплениям этой группы и далее к скоплениям I группы (последние, как считают А. В. Миронов и Н. Н. Самусь, являются наиболее старыми). В той же работе найдено, что зависимость между степенью концентрации звезд к центру скопления и абсолютной интегральной величиной скопления (впервые замеченная П. П. Паренаго и др. (1949)) хорошо выражена лишь для скоплений II группы. Причины последнего явления впоследствии рассмотрел А. С. Расторгуев и показал, что различное поведение скоплений двух групп в отношении зависимости между светимостью и концентрацией объясняется существованием тесной связи между массой и радиусом ядра для более молодых скоплений (II группы) и отсутствием подобной связи для более старых (I группы). Анализ, проведенный в рамках простейшей модели динамической эволюции скоплений, установил, что эти различия сглаживаются со временем и в прошлом были выражены значительно сильнее.

Среди работ, посвященных исследованию структуры звездных скоплений, исключительное место занимает цикл работ П. Н. Холопова, выполненный в 50—60-е годы. Им проведено детальное исследование структуры ряда шаровых скоплений методом звездных подсчетов по фотографиям. П. Н. Холопов показал, что скопления обладают обширными «коронами», населенными преимущественно слабыми звездами и оказывающими заметное влияние на динамику и эволюцию скоплений. Детальные исследования выявили весьма сложное строение скоплений: существование ряда зон и изменение эллиптичности с расстоянием от центра скопления.

Положения на небесной сфере и структура ряда шаровых скоплений были определены в 70-е годы З. И. Кадла, Н. Рихтером, А. А. Стругацкой и В. Хогнером методом эквиденсит. Л. И. Баштова изучила структуру нескольких шаровых скоплений, предварительно определив собственные движения многих членов скоплений и звезд фона. Аналогичные исследования проводились Н. Спасовой.

Работы, посвященные определению структурных параметров шаровых скоплений на основе интегральной фотометрии и звездных подсчетов, опубликовали в 60—70-е годы Кинг, Петерсон, Г. Иллингворт и В. Иллингворт. Кроме того, последние два автора определили ди-

сперсию скоростей в центральных частях ряда шаровых скоплений и на этой основе оценили их массы.

Опубликованный в последние годы цикл работ В. Г. Сурдина посвящен рассмотрению вопроса о распаде шаровых скоплений и протоскоплений в связи с проблемой происхождения звездного населения гало. Он подтвердил вывод Тримэйна, Острайкера и Спитцера о значительном влиянии динамического трения на движение шаровых скоплений. В. Г. Сурдин и А. В. Чариков рассчитали эволюцию различного типа орбит шаровых скоплений в Галактике под действием динамического трения. На диаграмме (рис. 61), связывающей абсолютные интегральные звездные величины M_V шаровых скоплений с логарифмом их расстояния от центра Галактики $\lg R$,

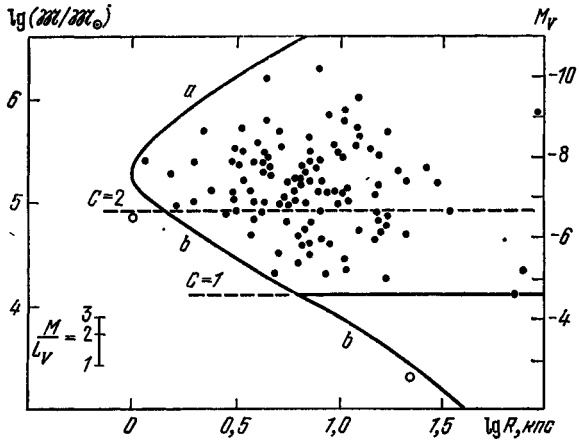


Рис. 61. Диаграмма $M_V - \lg R$ для шаровых скоплений Галактики (по В. Г. Сурдину).

верхняя граница распределения шаровых скоплений объясняется тем, что за время порядка 10^{10} лет более массивные скопления успели «упасть» на центральное сгущение Галактики и, по-видимому, внесли значительный вклад в процесс формирования галактического ядра. С другой стороны, нижняя граница распределения скоплений на диаграмме объясняется разрушением шаровых скоплений малых масс под действием диссипации энергии и приливных сил. Эти же эффекты привели к возникновению зависимости между светимостью скоплений и степенью концентрации в них звезд (см. выше).

В. Г. Сурдин предложил новый метод определения расстояния от Солнца до центра Галактики, основанный на существовании градиента химического состава шаровых скоплений вдоль галактоцентрического радиуса. Среднее значение, полученное этим методом для различных систем модулей расстояния шаровых скоплений, равно $10{,}1 \pm 0{,}7$ кпс.

А. С. Расторгуев и В. Г. Сурдин на основе опубликованных значений приливных радиусов шаровых скоплений нашли перигалактические расстояния и минимальные значения эксцентриситетов их орбит. Оказалось, что шаровые скопления имеют сильно вытянутые орбиты, причем их вытянутость растет с увеличением расстояния скопления от центра Галактики, что согласуется с современными представлениями о происхождении шаровых скоплений из вещества с малым угловым моментом.

§ 7. Шаровые скопления в других галактиках

Помимо нашей Галактики, шаровые скопления выявлены еще в 24 галактиках — спиральных, эллиптических карликовых сфероидальных, неправильных. Системы шаровых скоплений могут быть весьма богатыми. Так, в гигантской эллиптической галактике М 87 (в скоплении галактик в Деве) наблюдается около 6000 шаровых скоплений, а их полное число оценивается в 15 000. Если проэкстраполировать (не учитывая возможного приливного обрезания системы шаровых скоплений М 87) наблюдаемое в этой галактике распределение поверхностной плотности числа шаровых скоплений в проекции на картинную плоскость до значений плотности, соответствующих наблюдаемым во внешних частях гало нашей Галактики, можно прийти к заключению о том, что система шаровых скоплений М 87 распространяется на значительную часть объема центральной области скопления галактик в Деве. В то же время даже в карликовой сфероидальной галактике в Печи ($M_V = -13^m{,}6$), лишь на 3^m с небольшим превосходящей по светимости самое яркое шаровое скопление нашей Галактики, известно шесть шаровых скоплений! По-видимому, существует зависимость полного числа шаровых скоплений в галактике от ее светимости; зависимость достаточно хорошо выражена для эллиптических галактик, и ее можно распространить на спиральные галактики, если для них брать светимость без учета населения плоской составляющей.

Сводка данных о системах шаровых скоплений в других галактиках приводится в работе Харриса и Расина (1979).

Интересно отметить, что среди объектов с характерным внешним видом шаровых скоплений в других галактиках встречаются заметно более голубые, чем типичные шаровые скопления нашей Галактики. В Магеллановых Облаках для таких скоплений удавалось получить диаграммы показатель цвета — видимая звездная величина, которые оказывались сходными с этими диаграммами для рассеянных скоплений нашей Галактики. Заметим, что когда эти, несомненно молодые звездные скопления достигнут возраста типичного шарового скопления нашей Галактики ($\sim 10^{10}$ лет), они только за счет процессов звездной эволюции, без учета диссипации, окажутся намного менее яркими, чем типичные шаровые скопления. Следовательно, по массе настоящими шаровыми скоплениями в других галактиках являются только более «красные» (более старые) скопления.

Так как шаровые скопления принадлежат к числу самых ярких объектов в галактиках, напрашивается их использование для оценок расстояния до галактик. При этом необходимо, однако, внимательно учитывать возможные различия между системами шаровых скоплений в разных галактиках. Как отметил в 1979 г. В. Г. Сурдин, яркий конец функции светимости шаровых скоплений в галактике подвержен влиянию эффектов динамического трения, причем степень влияния зависит от характеристик самой галактики. Учет этого эффекта очень важен при выборе шаровых скоплений в галактиках Местной группы для калибровки метода определения расстояний.

Значительный интерес вызывают рентгеновские наблюдения шаровых скоплений. После открытия рентгеновских источников в шаровых скоплениях Галактики в самое последнее время удалось отождествить рентгеновские источники с несколькими шаровыми скоплениями туманности Андромеды (Ван Спейбрук с группой соавторов), а также, возможно, с одним шаровым скоплением в Малом Магеллановом Облаке (Гриндлей).

Наиболее активно в ГАИШ ведутся исследования шаровых скоплений в галактике Андромеды М 31. А. С. Шаров, В. М. Лютый и В. Ф. Есипов с середины 70-х годов систематически осуществляют программу фотоэлектрической *UBV*-фотометрии шаровых скоплений в М 31 с

помощью телескопа им. Г. А. Шайна (диаметр зеркала 2,6 м) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. За время выполнения программы ими были получены измерения для 136 объектов, считавшихся звездными скоплениями в М 31 и ее спутнике NGC 205. Из них для 118 ранее не выполнялись измерения в системе *UBV*. В результате проведенной ими работы к настоящему времени число объектов, фотоэлектрически измеренных в системе *UBV*, возросло с 54 до 172. Промежуточные итоги работы подведены А. С. Шаровым, В. М. Лютым и В. Ф. Есиповым в виде сводного каталога фотоэлектрических измерений звездных скоплений в туманности Андромеды. Проводится также работа по отождествлению предполагаемых скоплений с выявленными объектами других типов, в частности, с областями H II. Так, А. С. Шаров и А. П. Семенов недавно установили, что 11 объектов, считавшихся обычными шаровыми скоплениями М 31, на самом деле являются областями H II.

ЛИТЕРАТУРА

Алькаино, 1977 — *Alcaino G.*— PASP, v. 89, No. 530, p.491—501.
Алькаино, 1979 — *Alcaino G.*— Vistas Astron., v. 23, p. 1—43.
Арп, 1965 — *Arp H. C.*— In: Galactic Structure/Eds. A. Blauw, M. Schmidt.— Univ. Chicago Press, p. 401—434.
Гриндлей, 1979 — *Grindley J. E.*— Harvard — Smithsonian Preprint No. 1249.
Ибен, Руд, 1970—*Iben I., Rood R. T.*—Ap. J., v. 161, p. 587—617.
Крафт, 1979—*Kraft R. T.*—Ann. Rev. Astr. Ap. v. 17, p. 309—343.
Кристи, 1966 — *Christy R. F.*— Ap. J., v. 144, p. 108—179.
Кукаркин Б. В., 1973 — In: Variable Stars in Globular Clusters and in Related Systems (Proc. IAU Coll., No. 21)/Ed. J. D. Fernie.— Dordrecht: Reidel Publ. Co., p. 8—20.
Кукаркин Б. В., 1974а — Каталог шаровых звездных скоплений нашей Галактики.— М.: Наука.
Кукаркин Б. В., 1974б — Шаровые звездные скопления.— М.: Наука.
Кукаркин Б. В., 1975 — In: Variable Stars and Stellar Evolution (Proc. IAU Symp., No. 67)/Eds. V. Sherwood a. L. Plaut.— Dordrecht: Reidel Publ. Co., p. 511—529.
Паренаго П. П., Кукаркин Б. В., Флоря Н. Ф., 1949 — Труды ГАИШ, т. 16, кн. 1, с. 47—70.
Сойер-Хогг Э. 1962 — В кн.: Строение звездных систем: Пер. с англ./Под ред. П. Н. Холопова.— М.: ИЛ, с. 166—273.
Сойер-Хогг, 1973 — *Sawyer-Hogg H.*— Toronto: Publ. David Dunlap Obs., v. 3, N 6, p. 1—75.
Филип и др., 1976 — *Philip A. G. D., Cullen M. F., White R. E.*— Dudley Obs. Rep. N 11.
Харрис, 1976 — *Harris W. E.*— AJ, v. 81, No. 12, p. 1095—1116.
Харрис, Расин, 1979 — *Harris W. E., Racine R.*— Ann. Rev. Astr. Ap., v. 17, p. 241—274.
Шаров А. С., 1976 — АЖ, т. 53, с. 702—712.
Шепли, 1918—*Shapley H.*—Contr. MtWilson Obs., No. 152, p. 2—28.

Глава VI

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Е. Б. КОСТЯКОВА

Введение

Планетарные туманности принадлежат к весьма интересному виду населения нашей звездной системы — Галактики. Они были открыты около 200 лет тому назад и с тех пор служили предметом пристального внимания исследователей. Долгое время они считались наиболее загадочными астрономическими объектами. Однако длительное и серьезное их изучение крупнейшими астрономами и физиками, особенно начиная с 20-х годов нашего столетия, не только способствовало выяснению природы этих объектов, но привело также к фундаментальным открытиям, важным для многих разделов физики, в частности для понимания физических процессов, протекающих в ионизованном газе.

Благодаря классическим работам Боуэна, Занстра, Мензела, Аллера, Минковского, Б. А. Воронцова-Вельяминова, В. А. Амбарцумяна, В. В. Соболева, И. С. Шкловского, Ситона, О'Делла и других исследователей, теория свечения планетарных туманностей стала одной из наиболее разработанных теорий в астрофизике. Отдельные ее разделы приложимы не только к планетарным туманностям, но и ко многим другим, родственным им объектам: к диффузным газовым туманностям, к H II-областям, к различным типам горячих звезд с протяженными газовыми оболочками.

Интерес к планетарным туманностям еще более возрос в последнее десятилетие. Этому способствовали открытия, ставшие возможными благодаря применению новой наблюдательной техники; выявилась также важная роль планетарных туманностей в эволюции звезд и эволюции всей Галактики в целом.

Изучение планетарных туманностей ведется в ГАИШ с 30-х годов нашего столетия. Начало было положено Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, и в дальнейшем это традиционное направление получило широкое развитие.

§ 1. Общие сведения о планетарных туманностях

Среди других небесных объектов планетарные туманности выделяются прежде всего своим характерным видом: в телескоп они выглядят как небольшие, довольно резко очерченные диски или овалы, а иногда — кольца, имеют зеленоватый цвет и напоминают по виду отдаленные большие планеты: Нептун, Уран, Сатурн. За это внешнее сходство с планетами они и получили свое название.

В центре планетарной туманности обычно наблюдается звезда, называемая ядром туманности. В видимых лучах светимость ядра в десятки раз меньше, чем светимость туманности; тем не менее эта звезда и является причиной свечения туманности — газовой оболочки, окружающей звезду.

Ядра планетарных туманностей характеризуются очень высокой температурой, порядка 10^5 К. У таких звезд основная часть энергии излучается в далекой ультрафиолетовой области спектра. Свечение туманности вызывается тем, что она поглощает невидимую ультрафиолетовую энергию излучения ядра и переизлучает ее на длинах волн видимого света.

Планетарные туманности наблюдали и Гюйгенс, и Гершель, и Ф. А. Бредихин; в начале нашего века классическое исследование провел американский астроном Кэртис, сфотографировав десятки этих объектов.

Первый каталог планетарных туманностей был составлен в 1934 г. Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и содержал лишь 126 объектов. Впоследствии тот же автор издал еще несколько каталогов; последний из них, опубликованный в 1962 г., содержал уже около 600 объектов.

В течение 50—60-х годов было открыто много новых планетарных туманностей, главным образом при наблюдениях с объективной призмой; также использовался для открытий Паломарский атлас неба. Туманности открывали Минковский, Эйбелл, Хенайз, Луиза Вебстер (США); Перек и Когоутек (ЧССР); Пик-Син-Зе (Индонезия); С. П. Априамашвили (Абастуманская обсерватория, СССР) и другие. Б. А. Воронцов-Вельяминов с сотрудниками открыл около 20 планетарных туманностей.

Последний, наиболее полный, каталог галактических планетарных туманностей, изданный в 1967 г. в ЧССР Переком и Когоутеком, содержит более 1000 объектов. В нем собраны также все основные сведения о планетарных туманностях и их ядрах: галактические и экваториальные координаты, угловые размеры туманностей, собственные движения, лучевые скорости, поверхностные яркости, интегральные звездные величины туманностей, звездные величины и параллаксы ядер, данные о спектрах туманностей и ядер. В нем приведены также поисковые карты для всех объектов каталога.

В настоящее время в нашей Галактике известно около 1300 планетарных туманностей. Большинство из них — довольно слабые объекты: лишь около 20 туманностей имеют интегральную звездную величину ярче 10^m.

Очень небольшая часть планетарных туманностей имеет угловые размеры, превышающие 1′. Это так называемые «гигантские» планетарные туманности: туманность «Улитка» в созвездии Водолея размером около 12′ × 15′, «Гантель» в созвездии Лисички, размером примерно 4′ × × 8′, «Сова» в Большой Медведице размером более 3′, известная кольцеобразная туманность в созвездии Лиры размером ~ 1′,5 и еще несколько других. Подавляющее же большинство планетарных туманностей имеет угловые размеры менее 10″.

Средний линейный радиус планетарных туманностей порядка 10^{17} см. Однако у различных объектов он может различаться в десятки раз.

Кольцеобразные туманности составляют около 20% от общего их числа. Их форма обусловлена проекцией сравнительно тонкой сферической (или эллиптической) оболочки на картинную плоскость небесной сферы. При больших экспозициях кольцо на фотографии обычно замывается излучением внутренней части туманности. Вообще на фотографиях планетарные туманности обычно показывают весьма сложное распределение яркости. Идеально круглые туманности с равномерным распределением яркости по диску наблюдаются очень редко.

Для туманностей овальной формы характерно ослабление яркости вдоль большой оси и усиление яркости вдоль малой оси. Иногда на концах малой оси наблюдаются яркие «шапки», симметрично расположенные относительно центра туманности. Такая форма туманностей дала возможность Г. С. Хромову и Когоутеку развить

а)

б)

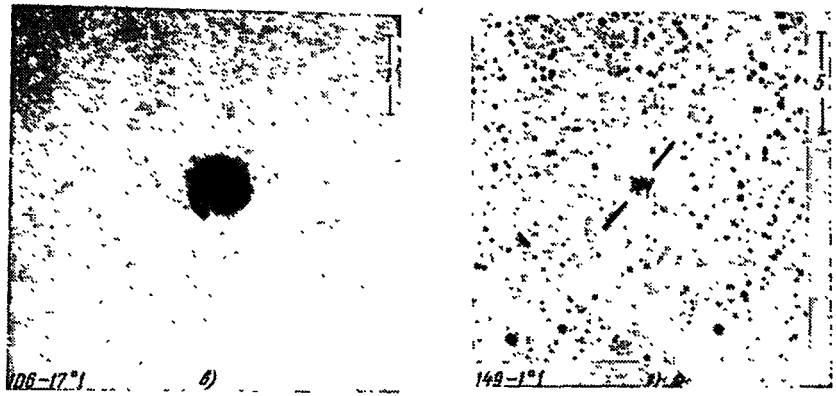


Рис 62 Фотографии планетарных туманностей различного вида (Перек, Когоутек (1967)). *а*) Гигантская туманность «Улитка» NGC 7293 (36—57°1). *б*) Кольцеобразная туманность Sp 1 (329+2°1). *в*) Двухоболочечная туманность NGC 7662 (106—17°1). *г*) Звездообразная туманность Kr 2—1, открытая в ГАИШ А. А. Красногорской (149—1°1).

теорию тороидальной структуры планетарных туманностей. Согласно этим представлениям, все наблюдаемые их формы можно объяснить, если допустить, что они имеют основную структуру в форме тороида и вторичную, более слабую, структуру.

У многих туманностей отчетливо видно наложение друг на друга двух оболочек различного размера: более яркой — внутренней и менее яркой — внешней. Иногда встречаются двойные кольца и даже спирали. Теория двухоболочечных туманностей развивалась в работах Г. А. Гурзадяна.

Самую многочисленную группу составляют планетарные туманности очень малого размера — так называемые «звездообразные» туманности. На фотографиях они неотличимы от звезд и отождествить их можно только по спектру. К звездообразным туманностям относится более 50% всех известных планетарных туманностей. Большинство из них наблюдается в направлении на центр Галактики. Изучение звездообразных планетарных туманностей особенно важно, так как среди них можно обнаружить объекты, находящиеся на ранней стадии образования и развития (см. ниже, § 8).

Планетарные туманности различных видов показаны на рис. 62.

Для распределения всех известных планетарных туманностей в Галактике характерны, с одной стороны, сильная концентрация к центру Галактики, с другой — большая концентрация к галактической плоскости; последняя, однако, выражена не в такой степени, как например, у молодых звезд классов O и B (рис. 63). Кроме того, планетарные туманности не показывают связи со спиральными рукавами. Такое распределение характерно для промежуточной подсистемы населения Галактики или населения диска. В частности, сходное распределение показывают новые звезды.

В последнее время, однако, большинство исследователей приходит к выводу, что наблюдаемый комплекс планетарных туманностей не представляет собой единой подсистемы населения Галактики, и отдельные объекты и даже целые группировки планетарных туманностей могут принадлежать различным подсистемам. Наблюдательные данные свидетельствуют в пользу этой точки зрения. Так, уже давно известна планетарная туманность, входящая в шаровое звездное скопление M 15. Недавно обнаружена

еще одна туманность, возможно, связанная с другим шаровым скоплением. Найдены также три планетарные туманности, относящиеся к галактическому гало; все они — очень далекие объекты, расположенные на высоких галактических широтах. Изучение их спектров дает указание на принадлежность этих объектов к старому населению Галактики.

С другой стороны, одна туманность найдена в рассеянном звездном скоплении; кроме того, обнаружен ряд планетарных туманностей, связанных с молодым населением

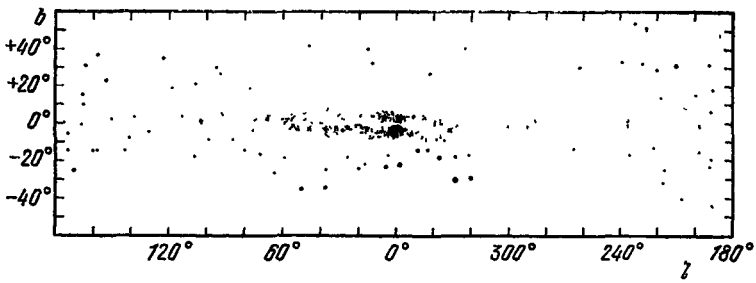


Рис. 63. Распределение планетарных туманностей по галактическим координатам l и b (Перек, Когоутек (1967)).

плоской подсистемы Галактики — с протяженным газовым отрогом, наблюдаемым на южном небе в области $l \approx 330°$.

Таким образом, планетарные туманности теперь обнаруживаются почти во всех подсистемах населения нашей Галактики.

Последнее обстоятельство делает очень важной роль определения химического состава планетарных туманностей, что само по себе представляется крайне сложной задачей.

Первую попытку оценить количественно химический состав планетарных туманностей произвел еще в 30-х годах Б. А. Воронцов-Вельяминов. Впоследствии Боуэн и Уайз, а затем Аллер, Мензел и другие подробно изучали химический состав многих объектов и пришли к выводу об его идентичности у планетарных туманностей и обычных звезд. Для всех планетарных туманностей в целом получены следующие выводы: самым распространенным элементом в их оболочках является водород. Число атомов гелия составляет 15—17% от числа атомов водорода,

а остальные атомы, вместе взятые,— порядка 0,001, т. е. порядка 0,1% от числа атомов водорода.

В последнее время получены указания на то, что относительные концентрации отдельных элементов $\left(\frac{Ne}{H}, \frac{N}{H}, \frac{N}{O}, \frac{O}{H}\right)$ меняются от туманности к туманности. Однако для получения уверенных выводов необходим дальнейший, крайне тщательный анализ индивидуальных объектов.

Особый интерес представляет выявление различия химического состава у туманностей — представителей различных подсистем населения Галактики. Уже имеются наблюдательные данные, показывающие, что туманности I типа населения богаче гелием, азотом и, возможно, кислородом, чем туманности диска; в то же время у туманностей галактического гало наблюдается недостаток этих элементов. Туманности диска (наиболее многочисленные), по-видимому, богаче азотом и углеродом, чем другие космические объекты. Эти выводы согласуются с общей концепцией эволюции и состава Галактики, с распределением металлов и тяжелых элементов в ее подсистемах.

Зная концентрацию атомов водорода в туманности и ее линейные размеры, можно определить массу газовой оболочки $\mathfrak{M}_{neb}$. По современным оценкам масса планетарных туманностей заключена в диапазоне (0,01—0,3) $\mathfrak{M}_\odot$, а ее среднее значение составляет $\overline{\mathfrak{M}}_{neb} = (0{,}1-0{,}2)\mathfrak{M}_\odot$.

Массы ядер имеют порядок массы Солнца ($\mathfrak{M}_* \sim \mathfrak{M}_\odot$). Болометрические светимости ядер L занимают значительный диапазон $\lg L = (1-5)\lg L_\odot$. Радиусы ядер заключены в интервале $0{,}01\ R_\odot \leqslant R_* \leqslant 1R_\odot$. Оценки L_* и R_* в сильной степени зависят от принятого расстояния до туманности.

Для нескольких сотен (примерно для 400) галактических планетарных туманностей известны лучевые скорости, с достаточной точностью измеряемые непосредственно по эмиссионным линиям в спектре туманностей. Их изучение привело Минковского, Вебстер и др. к выводу, что многие планетарные туманности имеют не круговые, а сильно вытянутые эллиптические орбиты в Галактике.

Детальный анализ показал (речь идет о работах Райта, Занстра, Вилсона), что линии спектра планетарных туманностей расщеплены в средней части относительно центральной длины волны на две компоненты примерно одинаковой яркости. Это является следствием расширения

газовой оболочки туманности: в центре изображения передняя сторона оболочки движется к нам, и линии ее спектра смещены в «фиолетовую» сторону, задняя удаляется, и ее линии смещены в «красную» сторону. Скорость расширения составляет в среднем (10—30) км/с, однако в отдельных случаях она может достигать примерно 100 км/с.

Расширение оболочки служит важным фактором в эволюции планетарных туманностей. По мере расширения уменьшается плотность вещества туманности, понижается ее поверхностная яркость и, в конце концов, туманность перестает быть наблюдаемой.

Если принять массу оболочки $\mathfrak{M}_{neb} = (0{,}1-0{,}2)\mathfrak{M}_{\odot}$, то при средней скорости расширения около 20 км/с, через 10^4—10^5 лет после образования планетарной туманности средняя плотность ее вещества уже не будет отличаться от плотности межзвездной среды ($\rho \sim 10^{-24}$ г/см^3). Это показывает, что в космической шкале времени планетарные туманности — сравнительно недолго живущие объекты и их изучение крайне важно с эволюционной точки зрения.

В последние годы планетарные туманности стали интенсивно изучаться и в других галактиках. Уже обнаружено около 130 туманностей в Магеллановых Облаках (более 90 в БМО и около 30 в ММО); более 300 планетарных туманностей отождествлено в туманности Андромеды и несколько десятков — в четырех ее самых ярких спутниках, эллиптических галактиках: NGC 147, 185, 205 и 221 (M 32). Найдены планетарные туманности еще в нескольких спиральных галактиках, а также в карликовой эллиптической галактике в созвездии Печи.

Изучение спектров внегалактических планетарных туманностей также указывает на их возможную принадлежность к различным подсистемам населения родительских галактик с возможными различиями химического состава и возраста.

§ 2. Методы исследования планетарных туманностей

Изучение планетарных туманностей проводится разнообразными методами.

Прежде всего они исследуются методом прямого фотографирования как в широкой полосе спектра, так и с фильтрами, позволяющими выделять отдельные монохроматические излучения туманности (например, фотогра-

фирование в лучах водородной линии H_α). Особо ценные результаты дало применение интерференционных фильтров с узкой полосой пропускания.

Еще в начале 30-х годов по фотографиям примерно 150 планетарных туманностей, снятым с короткофокусными камерами, Б. А. Воронцов-Вельяминов и П. П. Паренаго оценили интегральные фотографические звездные величины этих объектов (суммарную яркость оболочки и ядра). Эти данные использовались во многих статистических исследованиях планетарных туманностей и до сих пор не потеряли своей ценности.

В 30-е годы также применялся метод построения изофот для фотометрии отдельных монохроматических изображений ярких планетарных туманностей — для изучения их структуры, а также для оценки их интегральной яркости (Б. А. Воронцов-Вельяминов, Берман, Аллер, Минковский).

Значительно бо́льшую информацию о туманности по сравнению с прямым фотографированием дает изучение спектра. Для получения спектров туманностей прежде всего служат щелевые спектрографы (как призменные, так и дифракционные), установленные в фокусе достаточно крупного телескопа. Благодаря большой дисперсии и чистоте спектра щелевые спектрограммы позволяют решать ряд астрофизических задач, определять многие физические параметры туманностей.

Для массового изучения небольших, но сравнительно слабых планетарных туманностей, недоступных наблюдениям со щелевым спектрографом, весьма эффективно используются спектрограммы, получаемые на светосильных телескопах с призменной камерой или с объективной призмой. В частности, большинство звездообразных планетарных туманностей было обнаружено в 50—60-х годах на спектрограммах, снятых с объективной призмой как в северном, так и в южном полушариях. Этот метод успешно был применен в ГАИШ: на 50-сантиметровом телескопе Максутова, установленном на Крымской станции ГАИШ, были получены сотни спектрограмм с объективной призмой для массового изучения планетарных туманностей.

В последние десятилетия для изучения планетарных туманностей и их ядер получили широкое применение фотоэлектрические методы наблюдений (начало их было положено Аллером, Минковским, Лиллером, затем продол-

жено О'Деллом и другими). В настоящее время производится узкополосная фотометрия ядер, ведутся наблюдения их в системе *UBV*; особенно успешным оказалось фотоэлектрическое сканирование спектров туманностей, позволившее повысить точность оценки интенсивности спектральных линий.

В ГАИШ фотоэлектрические методы для *UBV*-фотометрии ядер, а также для выявления и изучения переменности планетарных туманностей и их ядер применили В. П. Архипова, Е. Б. Костякова, М. В. Савельева. Последнюю задачу особенно трудно разрешить фотографическим методом.

С внедрением электронной техники в астрономию мощным орудием изучения слабых объектов стали электронно-оптические преобразователи (ЭОП), дающие большой выигрыш в экспозиции. Комбинированные методы исследования, например соединение эталонов Фабри—Перо с ЭОП на больших телескопах, дают возможность детально изучать диффузные и планетарные туманности, измерять внутренние движения в них с большой точностью. В ГАИШ ценные работы в этом направлении проведены П. В. Щегловым, В. Ф. Есиповым, Т. А. Лозинской и В. Т. Дорошенко; Р. И. Носкова впервые в Советском Союзе использовала ЭОП для изучения спектров планетарных туманностей в ближней инфракрасной области.

Применение новых приемников излучения, чувствительных к инфракрасной области спектра (болометр Лоу, США), привело к важному открытию: обнаружению у многих планетарных туманностей избыточного инфракрасного излучения в области 2—75 мкм.

Много дало также применение радиоастрономических методов к исследованию планетарных туманностей в радиодиапазоне спектра. Этими методами измеряется излучение туманностей в области непрерывного спектра, обнаружено излучение в эмиссионных линиях, строятся детальные карты радиоизофот наиболее интересных объектов.

В самые последние годы начаты внеатмосферные наблюдения планетарных туманностей с помощью космической техники (ракет, баллонов). Уже получены новые важные результаты по исследованию далекой ультрафиолетовой области спектра туманностей вплоть до 1000 Å; в частности, обнаружены линии ионов, ранее в спектрах

планетарных туманностей не наблюдавшиеся (США, Голландия, СССР).

Совсем недавно начаты наблюдения планетарных туманностей в рентгеновской области спектра: обнаружен поток рентгеновского излучения у ядер нескольких планетарных туманностей.

§ 3. Эмиссионный спектр планетарных туманностей и его происхождение; процесс ионизации и стратификация излучения в планетарных туманностях

Спектр является важнейшей характеристикой планетарной туманности. Его общая структура одинакова для всех планетарных туманностей, поэтому их почти всегда можно отличить по спектру от других туманностей и эмиссионных звезд.

Спектр планетарной туманности состоит из большого числа эмиссионных линий, наложенных на слабый непрерывный спектр. В нем всегда наблюдаются эмиссионные линии бальмеровской серии водорода; однако самыми характерными линиями в спектре планетарных туманностей являются так называемые «линии небулия» 5007 Å (N_1) и 4959 Å (N_2). Эти линии долгое время оставались неидентифицированными, и их приписывали гипотетическому элементу «небулию». Лишь в 1927 г. американский астрофизик Боуэн объяснил происхождение этих линий, исходя из физических процессов, протекающих в планетарных туманностях. Он показал, что линии N_1 и N_2 испускаются при запрещенных переходах дважды ионизованного кислорода [O III] из метастабильного состояния в основное. В планетарных туманностях создаются все необходимые условия для такого излучения.

Линии N_1 и N_2 присутствуют также в спектрах ярких диффузных газовых туманностей, в спектрах оболочек новых звезд и ряда других нестационарных звезд. Однако у планетарных туманностей они значительно интенсивнее и часто являются самыми яркими в спектре.

Как и у других газовых туманностей, в спектре планетарных туманностей наблюдается известный ультрафиолетовый дублет 3726—3729 Å ($\lambda_{эфф} = 3727$ Å), вызванный запрещенными переходами в спектре иона O II. У планетарных туманностей он менее интенсивен, чем у диффуз-

ных, так как в первых осуществляется более высокая степень ионизации и основная часть атомов кислорода находится в дважды ионизованном состоянии.

В спектре планетарных туманностей наблюдаются также запрещенные линии ионов азота, неона, серы и многих других атомов.

Характерны для спектра планетарных туманностей разрешенные линии гелия (5876, 4471 Å и др.); наличие же у многих туманностей линий ионизованного гелия (наиболее интенсивна линия 4686 Å) говорит о высокой степени возбуждения их спектра. Об этом же свидетельствуют запрещенные линии иона [Ne III] и особенно линии [Ne V], наблюдаемые в ультрафиолетовой области спектра некоторых туманностей. В инфракрасной области наблюдается ряд интенсивных запрещенных линий ионов [O II], [S III] и др.; интенсивны и линии серии Пашена.

Спектры ядер планетарных туманностей принадлежат к нескольким основным видам.

1) Спектры, характерные для звезд Вольфа — Райе (WR). Они имеют очень широкие эмиссионные линии He II 4686 Å, He I 5876 Å, линии водорода, линии ионов C IV, C III, C II, N V, N III и другие. Среди ядер встречаются представители как углеродной (WC), так и азотной (WN) последовательностей.

Важно отметить, что у ядер типа WR сходны с обычными звездами WR лишь спектральные характеристики, другие же параметры сильно различаются: ядра планетарных туманностей имеют по крайней мере на 2—3 порядка более низкую светимость и гораздо меньшие массы, чем у обычных звезд Вольфа — Райе.

2) Ядра со спектрами класса O с линиями поглощения.

3) Ядра со спектрами Of (класс O с эмиссионными линиями водорода, He II, N III, C III). Наблюдаются также ядра и с суммарными характеристиками Of + O, или Ofp.

4) Значительная часть ядер имеет непрерывный спектр без каких-либо признаков линий поглощения или эмиссии. Такой спектр является следствием очень высокой температуры звезды и отсутствия плотной газовой оболочки вокруг нее.

Кроме перечисленных основных видов, встречаются ядра так называемого типа O VI, с заметной эмиссионной линией O VI 3811 Å в спектре, ядра с комбинацией спек-

тральных характеристик Of + WR или O + WR, субкарлики класса O, а также различные пекулярные ядра.

На рис. 64 и 65 приведены спектры ряда планетарных туманностей.

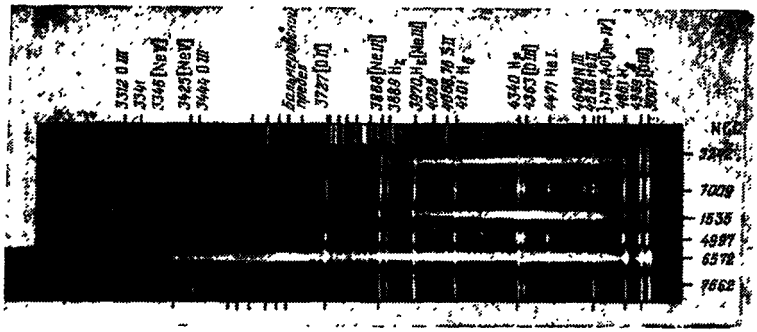


Рис. 64. Спектрограммы планетарных туманностей, полученные на щелевых спектрографах (Аллер, 1956)).

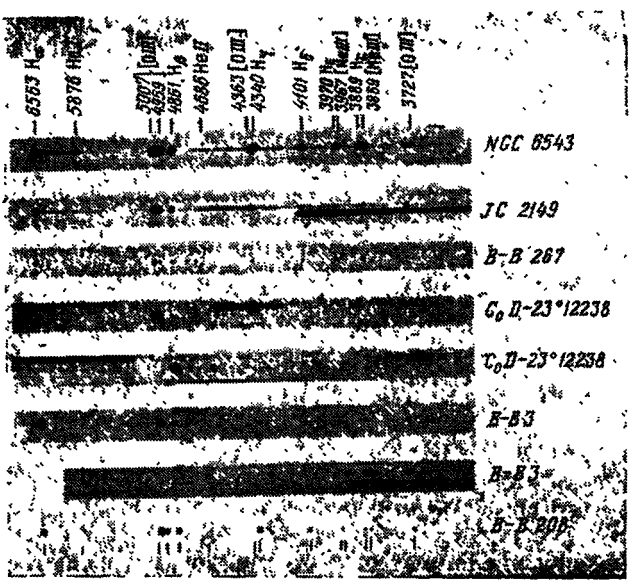


Рис. 65. Спектрограммы планетарных туманностей, полученные с объективной призмой (Крымская станция ГАИШ).

Свечение планетарной туманности целиком вызывается излучением ядра. В то же время спектр туманности совершенно не похож на спектр последнего. Так, в видимых лучах энергия, излучаемая в эмиссионных линиях туманности, значительно превышает энергию, излучаемую ядром в этой области спектра. Поскольку ядра очень горячи, основная доля их излучения приходится на далекую ультрафиолетовую область спектра. Из-за значительных размеров туманностей плотность излучения в них ослаблена в $10^{13}-10^{14}$ раз по сравнению с плотностью излучения на поверхности звезды: коэффициент дилюции (ослабления) излучения W в планетарных туманностях имеет порядок $10^{-13}-10^{-14}$. Как следует из законов термодинамики, при таком огромном несоответствии между распределением излучения по частотам и плотностью излучения взаимодействие излучения с веществом должно привести к перераспределению энергии излучения в направлении наиболее вероятного распределения, т. е. к усилению длинноволновой части спектра и ослаблению коротковолновой. При этом энергия коротковолнового излучения звезды перерабатывается в энергию длинноволнового излучения туманности, в том числе в кванты видимого излучения. Иными словами, свечение туманности представляет собой процесс флуоресценции. Он проявляется в двух основных механизмах, создающих излучение туманности в разрешенных и запрещенных линиях спектра.

I *механизм*, или первичный (разработан в конце 20-х годов Мензелом и Занстра), объясняет свечение туманностей в линиях водорода и других разрешенных линиях спектра (He I, He II и др.). Он состоит в том, что под действием коротковолнового излучения звезды за границей серии Лаймана ($\lambda \leqslant 912$ Å) происходит ионизация водородного атома туманности: возникают протон и свободный электрон. Последующая рекомбинация атома и каскадные переходы электрона вниз, на основной уровень, вызывают свечение водорода в линиях бальмеровской и других субординатных серий. Из-за крайне малых плотностей как потока излучения, так и вещества в туманности, цепь каскадных переходов практически не прерывается. В конечном счете из каждого ультрафиолетового кванта лаймановского континуума звезды получаются наблюдаемый квант бальмеровской серии и квант L_α, который многократно поглощается и переизлучается в веществе туманности.

Таким образом, I механизм свечения туманности представляет собой механизм фотоионизации водородного атома с последующей рекомбинацией и каскадными переходами на основной уровень.

II *механизм*, или вторичный (предложенный Боуэном), объясняет свечение туманностей в запрещенных линиях спектра и, прежде всего, в линиях N_1 и N_2 [O III].

Для возбуждения ближайших к основному метастабильных уровней многих ионов и, в частности, O III, которых много в туманности, требуется весьма малое количество энергии — всего 2—5 эВ. При высокой степени ионизации в туманности будет находиться много электронов с энергией $\geqslant 2$ эВ, и при их столкновении с ионами

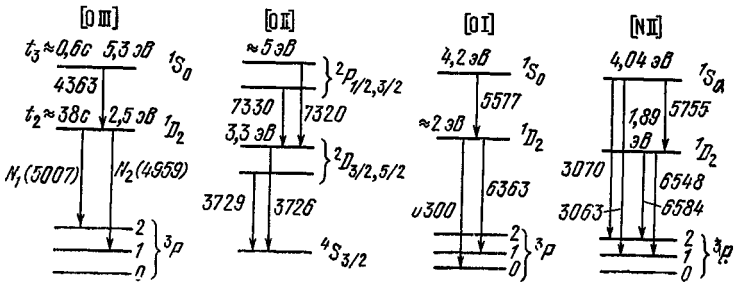


Рис. 66. Схемы метастабильных уровней некоторых ионов, дающих запрещенные линии в спектре туманностей. Числа у стрелок указывают длины волн в ангстремах, t — времена жизни на соответствующем уровне.

метастабильные уровни последних окажутся возбужденными. Из-за малых плотностей вещества и потока излучения атом сможет удержаться необходимое время (порядка секунд и минут) на метастабильном уровне и возвратиться в основное состояние, излучив запрещенную линию.

Схемы метастабильных уровней некоторых ионов, дающих излучение туманностей в запрещенных спектральных линиях, изображены на рис. 66.

В земных условиях, при большой плотности вещества, линии небулия не наблюдаются: происходит деактивация метастабильных уровней ударами второго рода.

Таким образом, излучение туманностей в запрещенных спектральных линиях возникает вследствие столкновений атомов и ионов со свободными электронами.

II механизм является побочным продуктом I механизма. Весь процесс описывается известным уравнением

Эйнштейна:

$$h\nu = \chi_1 + \frac{mv^2}{2}.$$

Бо́льшая часть ультрафиолетовой энергии звезды идет на ионизацию водородного атома ($\chi_1 = 13{,}6$ эВ), а остальная часть переходит в кинетическую энергию свободных электронов $\frac{mv^2}{2}$. Эта энергия определяет электронную температуру туманности T_e. Для известных нам планетарных туманностей она заключена в диапазоне $8000 \leqslant T_e \leqslant 30\,000$ К. В качестве среднего значения можно принять $\overline{T_e} = 12\,000$ К.

Процесс ионизации в планетарных туманностях описывается более сложным образом, чем в случае звездных атмосфер, где степень ионизации определяется формулой Саха, справедливой для условий термодинамического равновесия.

В планетарных туманностях условия термодинамического равновесия не осуществляются, и степень ионизации описывается выражением

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2\,(2\pi mkT_*)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_*}\right) \exp(-\tau_\nu).$$

Это выражение, в отличие от формулы Саха, содержит два параметра температуры: температуру ядра T_* и электронную температуру туманности T_e; кроме того, степень ионизации в туманности $\frac{n^+}{n_1}$ зависит от фактора дилюции W, а также от оптической толщи туманности τ_ν, характеризующей поглощение ультрафиолетового излучения ядра в веществе самой туманности. Величины g_1 и g^+, как и в формуле Саха,— статистические веса основного состояния нейтрального атома и иона.

Формула, описывающая ионизацию, дает для атомов водорода средней туманности величину $\frac{n_e n^+}{n_1} = \frac{n_e^2}{n_1} \sim 10^6$. А поскольку электронная плотность n_e планетарных туманностей составляет в среднем ($10^3 - 10^4$) см$^{-3}$, то плотность нейтральных атомов водорода n_1 составит около 1 см$^{-3}$. Это означает, что подавляющее большинство водородных атомов планетарной туманности находится в ионизованном состоянии.

Приведенная формула определяет среднее значение степени ионизации для туманности в целом. Однако внутри каждой туманности условия ионизации изменяются по мере удаления от ее ядра.

Спектры планетарных туманностей показывают стратификацию, или расслоение, излучения. Это проявляется в том, что монохроматические изображения туманностей в различных эмиссионных линиях имеют различные размеры. Стратификация излучения не вызвана различием химического состава внутри туманности, а целиком зависит от условий свечения различных атомов и ионов.

Размер монохроматического изображения туманности оказывается тем бо́льшим, чем меньше потенциал ионизации атома или иона, порождающего данную эмиссию. Так, размеры изображений туманностей наибольшие в линиях [O II] ($\chi_1 = 13{,}6$ эВ) и наименьшие в линиях Ne V ($\chi = 97{,}2$ эВ).

Боуэн объяснил явление стратификации излучения тем, что ультрафиолетовые кванты с наибольшей энергией поглощаются преимущественно во внутренних областях туманностей, а кванты с меньшей энергией могут проникать и во внешние области. Количественно этот вопрос был разрешен Стремгреном для случая водородной туманности; он рассматривался также В. В. Соболевым.

Применительно к свечению водорода туманность разделяется на две области, или зоны: внутреннюю, где поглощается ультрафиолетовое излучение горячей звезды ($\lambda \leqslant 912$ Å) и водород будет практически весь ионизован — зону H II, и внешнюю, где водород нейтрален,— зону H I с весьма резкой границей между ними. Первая, в результате фотоионизации и рекомбинаций, светится в линиях водорода, вторая в них не светится.

В случае атомов с большим количеством электронов может существовать несколько зон ионизации (например, зоны O V, O IV, O III, O II, O I, следующие от центра туманности к периферии). Однако вследствие неоднородного строения и волокнистой структуры реальных туманностей картина обычно более сложна.

§ 4. Интенсивности спектральных линий и их роль в изучении планетарных туманностей

Спектр планетарной туманности отражает существующие в ней физические условия и поле излучения, в котором она находится, и поэтому интенсивности эмиссионных ли-

ний дают возможность определить основные физические параметры туманности: электронную температуру T_e, электронную плотность n_e, температуру ядра T_*, химический состав туманности, ее массу и другие характеристики. Следовательно, при изучении туманностей оценка интенсивностей спектральных линий является первоочередной задачей.

Долгое время основой знаний об интенсивностях спектральных линий планетарных туманностей служили лишь их глазомерные оценки, предложенные в 1920 г. Райтом. Фотографические измерения интенсивности линий были впервые проведены Пласкеттом в 1929 г. Методом интегрирования изофот монохроматических изображений туманностей оценивали излучение в отдельных линиях в 30-е годы Берман, Занстра, Б. А. Воронцов-Вельяминов. Боуэн и Уайз распространили оценки интенсивностей на большее число спектральных линий.

Важнейшие теоретические работы по изучению интенсивности линий в спектрах планетарных туманностей были проведены Мензелом, Пекерисом, Силлие (свечение планетарных туманностей в водородных линиях), Ситоном (расчет атомных параметров, роли отдельных механизмов свечения и т. п.) и другими исследователями.

Начиная с 50-х годов на ряде обсерваторий стали применяться фотоэлектрические методы изучения планетарных туманностей (Аллер, Лиллер (1956)). В 1961 г. О'Делл с соавторами начал определять фотоэлектрическим методом абсолютный поток энергии, излучаемый туманностями в линиях N_1 и H_β, что позволило повысить точность оценок интенсивности линий.

Работ, посвященных определению интенсивности эмиссионных линий в спектрах планетарных туманностей, насчитывается уже более сотни. Большинство их касается наиболее ярких объектов. Кроме того, они выполнялись различными авторами, на разных инструментах, по различной методике, а потому часто результаты для отдельных туманностей и отдельных линий показывают большие расхождения. Вследствие этого представлялось важным определить интенсивности эмиссионных линий в абсолютных энергетических единицах для возможно большего числа туманностей и спектральных линий в однородной системе.

Создание Крымской станции ГАИШ (1959 г.) дало возможность получать богатый наблюдательный материал,

а потому в Отделе физики звезд и туманностей ГАИШ, руководимом Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, была поставлена задача всестороннего изучения планетарных туманностей и в первую очередь — измерения абсолютных интенсивностей спектральных линий.

Систематические наблюдения спектров планетарных туманностей проводились в течение нескольких лет коллективом сотрудников ГАИШ; было получено несколько сотен спектрограмм на 50-сантиметровом менисковом телескопе Максутова с 7°-й объективной призмой (дисперсия около 190 Å/мм у H_γ). К этому обширному и однородному материалу был применен единый метод обработки и исследования, разработанный сотрудниками Отдела. Таким образом был определен наблюдаемый монохроматический поток (в эрг · см$^{-2}$ · с$^{-1}$) в ярких эмисионных линиях в области 3700—6600 Å для 210 планетарных туманностей. Для большинства объектов такие измерения были выполнены впервые. Результаты опубликованы в цикле работ Б. А. Воронцова-Вельяминова, Е. Б. Костяковой, О. Д. Докучаевой, В. П. Архиповой, в том числе в сводном каталоге абсолютных интенсивностей эмисионных линий 171 планетарной туманности. Анализ данных каталога показал, что примененный метод достаточно надежен и дает результаты, сравнимые с результатами, полученными фотоэлектрическим методом.

В 1967 г. В. П. Архипова и Е. Б. Костякова использовали полученные оценки интенсивностей спектральных линий для определения основных физических параметров большого числа планетарных туманностей. Прежде всего для 65 туманностей всеми возможными методами были определены величины T_e и n_e. (Большинство этих методов основано на оценке отношения интенсивностей определенных спектральных линий или на оценке интенсивности в определенных участках континуума.) Для тех же туманностей была определена температура ядра T_* методами Занстра. Последние основаны на том, что туманность рассматривается как счетчик квантов, испускаемых ядром в ультрафиолетовой области спектра. Измеряя поток энергии, излучаемый туманностью в наблюдаемых эмиссионных линиях (например, водорода или небулия), а также поток, наблюдаемый в континууме ядра, можно судить об излучении ядра в далекой (невидимой) ультрафиолетовой области, а следовательно, и об его температуре,

В. П. Архипова и Е. Б. Костякова применили методы Занстра к линиям водорода, линиям нейтрального и ионизованного гелия, а также ко всем измеренным запрещенным линиям, что дало температуры ядер T_{H}, $T_{\text{He I}}$, $T_{\text{He II}}$ и T_{neb}. При этом оценивалась также оптическая толща туманностей τ_{ν}.

Сопоставление полученных температур показало, что температуры ядер, найденные по запрещенным линиям

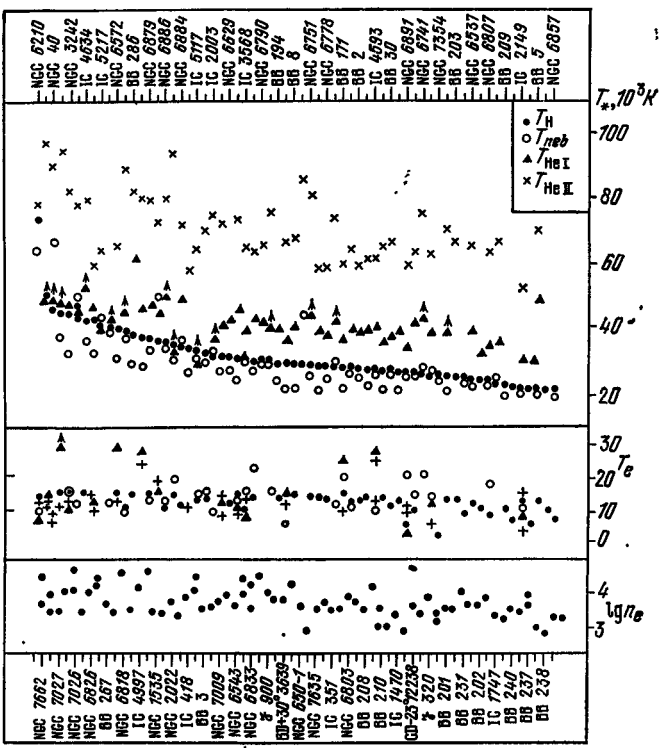


Рис. 67. Параметры T_* (T_{H}, T_{neb}, $T_{\text{He I}}$, $T_{\text{He II}}$), n_e и T_e, полученные для 65 планетарных туманностей В. П. Архиповой и Е. Б. Костяковой.

(T_{neb}), систематически ниже водородных (T_{H}); это объясняется главным образом неучитываемым вкладом запрещенных линий ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра.

Гелиевые температуры $T_{He\,I}$ оказались в среднем на 10 000 К выше водородных, а $T_{He\,II}$ — еще более высокими. При этом обнаружилась заметная корреляция $T_{He\,II}$, T_H, $T_{He\,I}$ и T_{neb}.

Полученные физические характеристики 65 планетарных туманностей представлены на рис. 67. Туманности расположены в порядке убывания водородных температур T_H.

Следует отметить, что для столь большого комплекса планетарных туманностей и по однородному наблюдательному материалу такая работа была проведена впервые.

Впоследствии в 1979 г. определение T_* по большему материалу, взятому из литературы, было проведено Л. С. Пилюгиным и Г. С. Хромовым.

§ 5. Непрерывный спектр планетарных туманностей; их излучение в радиодиапазоне и в инфракрасной области спектра

Кроме излучения в эмиссионных линиях, у планетарных туманностей наблюдается излучение и в непрерывном спектре. Оно очень слабо в видимом диапазоне и более интенсивно в ультрафиолетовой области за пределом серии Бальмера.

Первые измерения непрерывного спектра планетарных туманностей, проведенные еще в 30-е годы, показали заметные расхождения между наблюдаемыми значениями интенсивности визуального и бальмеровского континуумов и их теоретическими значениями, вычисленными на основе известных механизмов излучения (рекомбинация водорода и гелия, свободно-свободные переходы). Выдвинутые в то время гипотезы не позволяли объяснить целиком обнаруженные расхождения.

В 1950 г. советский астрофизик А. Я. Киппер и вскоре после него (в 1951 г.) американские астрономы Спитцер и Гринстейн выдвинули идею о двухквантовом излучении ($2q$-излучении) водорода как возможном механизме дополнительного непрерывного излучения в газовых туманностях.

Еще ранее было известно, что некоторые атомы могут совершить запрещенный переход, излучив не один, а два кванта, сумма энергий которых равна энергии данного перехода. В частности, атом водорода имеет запрещенный переход с одного из подуровней второго состояния ($2S$)

в основное ($1S$). (Второй подуровень ($2P$) дает разрешенный переход в основное состояние $2P \rightarrow 1S$ с излучением линии L_α.) Переход $2S \rightarrow 1S$ запрещен правилами отбора для дипольного излучения; однако этот переход может осуществиться с испусканием двух квантов, и вероятность $2q$-излучения может быть значительной.

А. Я. Киппер предположил, что два кванта, испускаемые при переходе $2S \rightarrow 1S$, ответственны за значительную часть непрерывного спектра туманностей. После детальной разработки, выполненной А. Я. Киппером, Спитцером и Гринстейном и Ситоном, эта идея позволила окончательно объяснить основные свойства наблюдаемого непрерывного спектра газовых туманностей.

Наиболее существенна доля двухквантового излучения в ультрафиолетовой области спектра туманностей; его интенсивность в сильной мере зависит от физических условий в туманности (n_e, T_e). Поэтому представляется важным выявить роль отдельных составляющих излучения, в том числе $2q$-излучения, у различных туманностей в ближней ультрафиолетовой области спектра. Между тем, наблюдения непрерывного спектра планетарных туманностей в области бальмеровского континуума проводились крайне редко. Этот пробел удалось частично восполнить в ГАИШ: Е. Б. Костяковой были изучены спектры 20 планетарных туманностей в ближней ультрафиолетовой области 4000—3000 Å; тем самым число туманностей, наблюдавшихся в этой области, увеличилось вдвое.

Наблюдения проводились на Крымской станции ГАИШ с кварцевым спектрографом, установленным в кассегреновском фокусе 125-сантиметрового параболического рефлектора. После учета побочных эффектов было проведено разделение составляющих свечения в области бальмеровского континуума и оценен их вклад в суммарный непрерывный спектр каждой туманности в зависимости от физических условий в них.

В среднем для исследованных туманностей вклады рекомбинационного свечения водорода $J(\mathrm{H}_{\text{рек}})$, двухквантового излучения $J(2q)$, рекомбинационного свечения ионизованного гелия $J(\mathrm{He\ II}_{\text{рек}})$ и нейтрального гелия $J(\mathrm{He\ I}_{\text{рек}})$ в суммарное излучение в районе бальмеровского скачка составляют соответственно 81%, 11%, 6% и 2%.

Главным результатом работы явился вывод о том, что наблюдаемое в области бальмеровского континуума непрерывное излучение туманностей целиком объясняется

указанными выше механизмами: рекомбинационным свечением водорода, гелия, ионизованного гелия и двухквантовым излучением водорода. Никакого избыточного (типа свечения, найденного ранее Пейджем у некоторых туманностей) излучения, не объяснимого указанными механизмами, обнаружено не было.

Электронная температура исследованных туманностей, найденная по рекомбинационному излучению водорода за пределом серии Бальмера, оказалась заключенной в пределах 8000—16 000 К.

Для ряда туманностей в той же работе был измерен энергетический поток в эмиссионных линиях (λ 3444 O III, λ 3426 [Ne V]; λ 3341—3346 [Ne III], [Ne V] и O III; λ 3203 He II, λ 3133 O III), дающий существенный вклад в общее излучение туманности.

Планетарные туманности представляют собой также слабые источники радиоизлучения. Впервые это обнаружил у нескольких объектов Линдс в 1961 г. В Советском Союзе радионаблюдения планетарных туманностей были начаты Г. С. Хромовым (с соавторами). К настоящему времени радиоизлучение найдено уже у нескольких сотен планетарных туманностей. В целом радионаблюдениями охвачен диапазон спектра от 0,1 до примерно 100 ГГц, или приблизительно от 3 м до 0,3 см, что позволяет построить непрерывный спектр радиоизлучения исследованных туманностей.

Радиоизлучение планетарных туманностей имеет тепловую природу. Оно вызывается главным образом свободно-свободными переходами электронов в поле протонов (и других ионов) в той части туманности, где водород ионизован.

В последнее время радионаблюдения планетарных туманностей проводятся с высоким разрешением (до 1,5—2″), что дает возможность построить карты радиоизофот для наиболее ярких и интересных объектов. Этот метод представляется многообещающим, так как позволяет изучить детальную структуру туманностей и выявить различие физических условий внутри этих объектов, что трудно сделать при помощи оптических наблюдений.

Кроме радиоизлучения в непрерывном спектре, у планетарных туманностей в последние годы обнаружено радиоизлучение в эмиссионных линиях, обусловленное рекомбинациями и последующими каскадными переходами между соседними высокими уровнями атома водорода. По

аналогии с линиями H_α, H_β и др. такие линии получили обозначения Hn_α, Hn_β, где n — велико, порядка 100. Так, линия $H\,109_\alpha$ соответствует переходу водородного атома с уровня 110 на уровень 109 ($\nu = 5{,}0$ ГГц); линия $H\,95_\beta$ возникает при переходе с уровня 97 на уровень 95 ($\nu = 14{,}9$ ГГц). У ряда объектов найдены также рекомбинационные радиолинии нейтрального и ионизованного гелия.

В радиоспектре некоторых молодых планетарных туманностей недавно обнаружено излучение молекул (CO и некоторых других), что свидетельствует о наличии молекулярных облаков в этих объектах.

Около 10 с небольшим лет назад было сделано крайне важное открытие в исследовании планетарных туманностей: в 1967 г. американские астрономы Жиллет, Лоу и Стейн, производя поиски эмиссионных линий в инфракрасной области спектра 7,5—14 мкм яркой планетарной туманности NGC 7027, обнаружили, что поток инфракрасного излучения этой туманности в континууме примерно на 2 порядка выше, чем ожидаемый в случае свободно-свободного излучения атомов водорода. Вскоре и у многих других планетарных туманностей было найдено избыточное инфракрасное излучение. Оно оказалось сильнее у молодых — компактных, оптически толстых планетарных туманностей.

В 1968 г. Кришна Свами и О'Делл выдвинули объяснение обнаруженного явления. Они предположили, что избыток инфракрасного излучения вызывается тепловым излучением пылевых частиц, связанных с туманностью. Нагрев этих частиц производится квантами L_α, которые создаются при рекомбинациях, а затем многократно поглощаются и переизлучаются водородными атомами туманности. Такое объяснение оказалось сенсационным, так как ранее считалось общепризнанным, что планетарные туманности не содержат пыли.

Рассчитанные теоретически модели этого процесса показали удовлетворительное согласие с наблюдениями; наилучшее согласие дали расчеты теплового излучения графитовых частиц размером около 0,05 мкм.

В настоящее время природу этих частиц еще нельзя считать окончательно выясненной, так же, как и механизм их возникновения. Однако предложенная интерпретация согласуется как с имеющимися наблюдательными данными, так и с общей схемой эволюции планетарных туманностей.

На рис. 68 на примере туманности NGC 7027 показана построенная Терцианом схема полного излучения планетарной туманности в непрерывном спектре, включающая видимую и инфракрасную области и радиодиапазон.

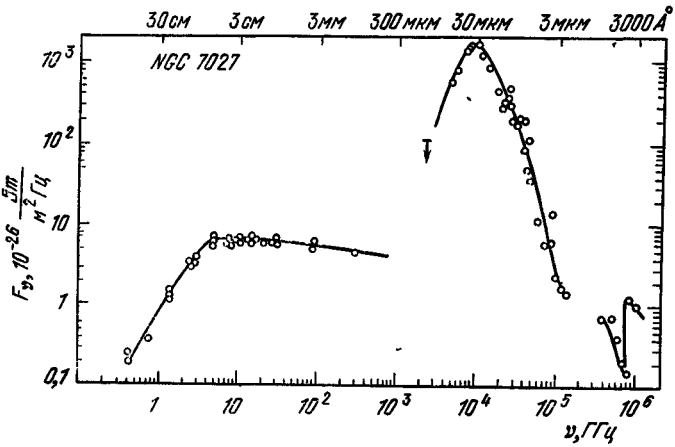


Рис. 68. Полный непрерывный спектр планетарной туманности NGC 7027.

В области 2—100 мкм выделяется избыточное инфракрасное излучение.

Обнаружение этого избыточного излучения у планетарных туманностей повысило интерес к изучению их спектра в ближней инфракрасной области, недостаточно исследованного ранее. Важно было выявить область длин волн, где начинает проявляться инфракрасный избыток. Ценные работы в этом направлении были проведены в ГАИШ в 70-е годы.

Г. С. Хромов и В. И. Мороз с помощью инфракрасного спектрометра провели в 1971 г. наблюдения 16 планетарных туманностей в области 1,0—2,5 мкм и построили полный непрерывный спектр для ряда изучаемых туманностей, включая радиодиапазон и ближнюю ультрафиолетовую область. В работе был получен вывод, что в области $\lambda \leqslant 2{,}2$ мкм инфракрасный избыток в спектре планетарных туманностей еще не выявляется.

Детальное изучение спектров 10 планетарных туманностей в области 6000—11 000 Å с применением ЭОП провела Р. И. Носкова (цикл работ, законченный в 1977 г.). Наблюдения выполнялись с дифракционным спектрогра-

фом в кассегреновском фокусе 125-сантиметрового параболического рефлектора Крымской станции ГАИШ.

В спектрах туманностей измерен абсолютный энергетический поток в эмиссионных линиях водорода, гелия, ионов серы, азота, кислорода и других ионов. Почти половина линий была измерена впервые. Кроме того, Р. И. Носкова (совместно с Е. А. Колотиловым) отождествила ряд новых эмиссионных линий в спектрах.

Оценка энергетического потока в спектральных линиях была использована для определения электронной плотности, электронной температуры, для оценки величины межзвездного поглощения света, оценки оптической толщи τ_ν и других параметров туманностей. Был детально изучен также непрерывный спектр туманностей, проведено разделение непрерывных спектров ядра и газовой оболочки, произведено сравнение с результатами радионаблюдений тех же объектов.

В итоге было показано, что наблюдаемый непрерывный спектр исследуемых туманностей полностью объясняется на основе известных механизмов излучения газовой оболочки и ядра. Никакого избыточного излучения туманностей в рассмотренном диапазоне спектра (6000—11 000 Å) обнаружено не было.

§ 6. Проблема расстояний планетарных туманностей

Планетарные туманности в целом — очень удаленные от нас объекты. (Среднее расстояние известных нам галактических туманностей составляет 3—4 кпс.) Знание расстояний до них чрезвычайно важно для изучения их распределения в пространстве, для оценки линейных размеров и массы газовой оболочки, для определения других физических параметров, а также для изучения эволюции туманностей и их ядер.

Однако проблема расстояний является одной из труднейших проблем изучения планетарных туманностей. Фактически расстояния до планетарных туманностей определяются сейчас с меньшей относительной точностью, чем расстояния до нормальных звезд, до диффузных туманностей и даже до других галактик. Основная причина заключается в том, что ни один из физических параметров не является постоянной величиной для всех туманностей; они показывают большую дисперсию среди всего комп-

лекса объектов, а многие из них меняются со временем у одного и того же объекта. Методы определения расстояний, обычно применяемые в звездной астрономии, оказываются неприемлемыми для планетарных туманностей. Для туманностей, находящихся в других галактиках, расстояния определяются надежнее, но там выявляются лишь ярчайшие объекты, не характерные для всего известного нам комплекса планетарных туманностей.

Вследствие этого существующие шкалы и каталоги расстояний планетарных туманностей показывают большие расхождения в расстояниях как для отдельных объектов, так и систематические.

Начиная с 30-х годов было разработано много методов определения расстояний до планетарных туманностей (речь идет о работах Занстра, Б. А. Воронцова-Вельяминова, Бермана, Камма, И. С. Шкловского, О'Делла и многих других). Каждый метод основан на предположении о постоянстве какого-либо физического параметра для всех объектов, что, естественно, ограничивает область его применимости. Укажем лишь два основных, принципиально различных метода, получивших широкое применение; остальные в той или иной степени сводятся к одному из них.

1. Метод Б. А. Воронцова-Вельяминова (предложен в 1934 г.). Он основан на предположении о постоянстве интегральной абсолютной величины туманности ($M_n = \text{const}$) и применим лишь к оптически толстым туманностям. Для оптически тонких объектов расстояния, полученные данным методом (r_M), будут завышенными.

2. Метод И. С. Шкловского (предложен в 1956 г.). Он основан на предположении о постоянстве массы выброшенной оболочки и применим лишь к оптически тонким объектам, так как в оптически толстой туманности наблюдается лишь часть оболочки; полученное этим методом расстояние ($r_{\mathfrak{M}}$) окажется завышенным.

Следовательно, при выборе метода требуется предварительно исследовать вопрос об оптической толще τ_ν изучаемых туманностей. Для ее оценки существуют критерии, основанные на отношении интенсивностей определенных спектральных линий в спектре туманности (например, критерии Ситона). Минковский предлагал определять расстояния планетарных туманностей обоими методами, а в качестве критерия их правильности использовать отношение полученных расстояний r_M и $r_{\mathfrak{M}}$. Так, ес-

ли $\frac{r_M}{r_{\mathfrak{M}}} < 1$, то туманность оптически толстая, r_M — верно, а $r_{\mathfrak{M}}$ — завышено. Если же $\frac{r_M}{r_{\mathfrak{M}}} > 1$, то туманность оптически тонкая, $r_{\mathfrak{M}}$ — верно, а r_M — завышено.

Кроме упомянутых выше, существует еще несколько чисто астрофизических методов определения расстояний до планетарных туманностей, которые дают надежные результаты для отдельных конкретных туманностей.

В последние годы появились работы, посвященные пересмотру имеющихся шкал расстояний (Кан и Калер, Кудворс, Аккер и др.). В них использованы имеющиеся фотометрические данные, новейшие оценки межзвездного поглощения света, данные о кинематике планетарных туманностей. Новая «синтетическая» шкала расстояний Аккер (для 330 объектов), основанная на найденных индивидуальных расстояниях и статистических расстояниях, вычисленных по всем существующим шкалам, по-видимому, является наиболее точной в настоящее время.

§ 7. Эволюция планетарных туманностей и их ядер

Вопрос о происхождении и эволюции планетарных туманностей крайне важен не только для выяснения природы этих объектов, но и для расширения наших представлений об эволюции звезд и Галактики в целом.

Изучение планетарных туманностей показывает, что они образовались в результате сбрасывания звездой ее внешних слоев и последующего расширения сброшенной оболочки. Масса выброшенной оболочки составляет несколько процентов от массы родительской звезды. Хотя нам известно много типов звезд, в той или иной степени выбрасывающих вещество, сейчас еще нельзя ни однозначно указать механизм, приводящий к образованию планетарных туманностей, ни определенный тип звезд, являющихся их родоначальниками. Однако весьма перспективные исследования в этом направлении уже ведутся.

Космогоническая роль планетарных туманностей очень велика: полное их число в Галактике оценивается как $10^4 - 10^5$. Поскольку время жизни каждой отдельной планетарной туманности составляет $10^4 - 10^5$ лет, в Галактике должна возникать примерно одна туманность в год. А за все время существования Галактики ($\sim 10^{10}$ лет)

должно образоваться около 10^{10} планетарных туманностей. Это означает, что заметная доля всех звезд в Галактике (из $\sim 10^{11}$) должна проходить через стадию планетарной туманности.

Для решения вопроса об эволюции планетарных туманностей нужно прежде всего определить место их ядер на диаграмме спектр — светимость, т. е. на диаграмме Герцшпрунга — Рессела.

Еще в 30—40-х годах Б. А. Воронцов-Вельяминов выявил на диаграмме Герцшпрунга — Рессела последовательность горячих звезд — бело-голубую последовательность, в которую, наряду с новыми звездами, звездами Вольфа — Райе, звездами классов O — B, входили и ядра планетарных туманностей. Однако в те годы светимости горячих звезд оценивались очень ненадежно.

В середине 60-х годов в результате тщательного анализа всех наблюдательных данных о планетарных туманностях Ситону и О'Деллу удалось уточнить место ядер на диаграмме (L_*, T_*). При этом Ситон впервые получил эмпирически эволюционный путь планетарной туманности и ее ядра и объяснил его с точки зрения физических процессов, протекающих в этих объектах. Согласно Ситону эволюционный путь планетарной туманности можно разделить на три основные стадии (рис. 69):

1. Ранняя стадия (*I* на рис. 69). В момент выброса оболочки звезда находится в области диаграммы $\lg\frac{L_*}{L_\odot} \approx \approx +2{,}0$; $\lg T_* \approx 4{,}5$. Возникшая туманность имеет малые размеры ($R_{\text{neb}} \leqslant 0{,}04$ пс), плотность ее достаточно велика, чтобы целиком поглотить все ультрафиолетовое излучение звезды; туманности на данной стадии — оптически толстые объекты. Имеется целый ряд звездообразных планетарных туманностей, удовлетворяющих этим начальным условиям. Их изучение очень важно для выявления самой ранней стадии эволюции туманностей. С расширением туманности ее оптическая толща начинает убывать.

Ранняя стадия характеризуется ростом светимости ядра и его температуры; радиус ядра на этой стадии близок к солнечному. Кроме выброшенной оболочки, возможна еще некоторая потеря массы ядром, так как эта стадия ассоциируется с ядрами, имеющими неустойчивые атмосферы, в частности, со спектрами звезд типа Вольфа — Райе.

2. Промежуточная стадия (*II* на рис. 69). На этой стадии ядро туманности начинает уменьшаться в размерах, его общая светимость падает; наступает стадия конечного сжатия ядра, при котором температура ядра еще растет, а потому его светимость в ультрафиолетовой области остается высокой. Промежуточная стадия наступает, когда

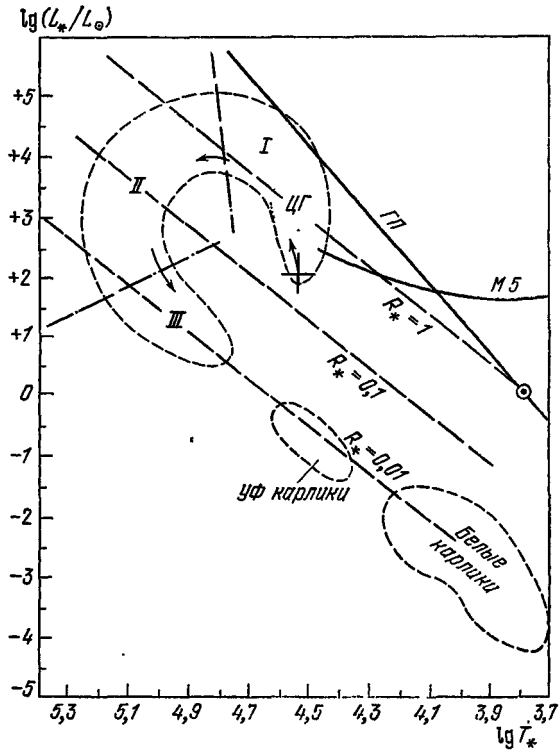


Рис. 69. Схема эволюции планетарных туманностей по Ситону и найденное место туманностей центральной группировки.

радиус туманности становится равным 0,06—0,08 пс и туманность оказывается оптически тонкой. При расширении туманности ее поверхностная яркость H убывает ($H \sim R_{\text{neb}}^{-5}$). В конце стадии радиус туманности достигает 0,4—0,6 пс.

3. Завершающая стадия развития туманности (*III* на рис. 69). Вследствие уменьшения светимости ядра уменьшается поток его ультрафиолетового излучения. Радиус

ядра достигает примерно $0{,}01\,R_\odot$. Температура ядра в начале стадии *III* еще высока, но затем начинает быстро падать: наступает охлаждение ядра при постоянном радиусе.

На этой стадии размеры зоны ионизации становятся меньше размеров туманности, и последняя опять становится оптически толстой. Ее поверхностная яркость быстро убывает, и вскоре туманность перестает быть видимой.

Ядро туманности, пройдя фазу полного вырождения, заканчивает свою эволюцию в стадии белого карлика.

Таким образом, Ситон на основании анализа наблюдательных данных и их переработки получил непрерывную последовательность физических условий в туманности и ядре за время эволюции планетарной туманности, т. е. за $10^4 - 10^5$ лет. Расчеты, проведенные в последующие годы рядом авторов, показывают, что различные модели эволюции звезды с массой порядка солнечной ($0{,}8-1{,}4\mathfrak{M}_\odot$, а возможно, и большей) удовлетворительно согласуются с эмпирическим эволюционным треком Ситона.

Хотя в настоящее время еще однозначно не выявлен конкретный тип звезд — родоначальников планетарных туманностей, предполагается, что планетарная туманность является конечной стадией эволюции красных гигантов и долгопериодических переменных.

Действительно, красные гиганты высокой светимости, богатые углеродом, являются обычно полуправильными переменными звездами. Такие объекты представляются наилучшими кандидатами для создания планетарных туманностей. Они теряют массу порядка $10^{-5}\mathfrak{M}_\odot$/год и часто показывают расширяющиеся пылевые оболочки, наблюдаемые в инфракрасном диапазоне. По мере расширения оболочек обнаруживаются молекулы CO. При дальнейшем расширении оболочки из пыли и молекул становится наблюдаемой отражательная туманность.

Когда ядро такой туманности достигает эффективной температуры, равной или превышающей 20 000 К, его ультрафиолетовое излучение ионизует газ оболочки и становится видимой компактная H II область. Затем происходит превращение компактной H II области в молодую планетарную туманность (примером может служить туманность NGC 7027, где одновременно наблюдаются пыль, молекулы и плотный ионизованный газ).

В рамках общей теории звездной эволюции явление планетарной туманности, по-видимому, возникает во вре-

мя второго прохождения звезды малой массы вверх по ветви гигантов. На этой стадии источником энергии звезды служит горение водорода и гелия («стадия слоевых источников»). После сброса звездой оболочки с одним слоевым источником — слоем горения водорода, звездный остаток оказывается почти лишенным водорода, но с гелием, горящим в следующем слое; ядро звезды состоит в основном из углерода и кислорода. Гелиевый источник быстро угасает (процессы ядерного горения завершаются к концу I стадии эволюции планетарных туманностей), а звездный остаток, пройдя фазу конечного сжатия (II стадия эволюции планетарных туманностей) и последующего охлаждения, вырождается и эволюционирует в стадию белых карликов.

Современные подсчеты общего числа белых карликов и темпа их образования в Галактике показывают, что большинство из них должно образовываться таким путем, пройдя через стадию планетарных туманностей. Предполагается, что большинство звезд с массой порядка солнечной должно проходить через стадию планетарной туманности.

Остается неясным вопрос о механизме выброса оболочки звезды при образовании планетарной туманности. В качестве возможных механизмов рассматриваются, в частности, лучевое давление излучения звезды и динамическая неустойчивость, возникающая вследствие температурных пульсаций гелиевого источника в оболочке звезды.

В последнее время обнаружено более 20 эмиссионных объектов, которые, возможно, являются так называемыми протопланетарными туманностями, т. е. планетарными туманностями, находящимися в процессе своего образования. Часть этих объектов интенсивно изучается в ГАИШ; упомянем, например, работы О. Д. Докучаевой, В. П. Архиповой, В. Ф. Есипова (подробно см. выше гл. III, очерк 4).

С проблемой эволюции планетарных туманностей тесно связаны вопросы о двойственности ядер и переменности планетарных туманностей. Уже более 10 лет назад было заподозрено, что ядра некоторых планетарных туманностей являются двойными звездами. Наблюдаемые цвета и спектры таких ядер соответствовали более холодным звездам, которые не способны возбудить свечение планетарной туманности. Поэтому Когоутек высказал предположение, что наблюдается более яркая компонента

неразрешимой двойной системы, где более слабая (невидимая оптически) звезда служит ядром туманности — голубой горячей звездой.

В настоящее время эта гипотеза находит подтверждение: уже обнаружен ряд ядер, являющихся либо визуально-, либо спектрально-двойными. Исследования таких звезд могут дать очень ценную информацию для изучения планетарных туманностей, в частности, для уточнения шкалы расстояний. Кроме того, сам факт двойственности ядер может иметь принципиальное значение в проблеме эволюции планетарных туманностей.

Выявление переменности планетарных туманностей важно с эволюционной точки зрения, поскольку планетарные туманности — сравнительно недолго живущие объекты. Уже давно была заподозрена переменность блеска у некоторых планетарных туманностей при сравнении снимков, полученных в разные эпохи, а также по наблюдениям спектров (речь идет о работах Лиллера и Аллера, Б. А. Воронцова-Вельяминова, Колблуда, Когоутека).

В ГАИШ в течение ряда последних лет (Е. Б. Костякова, В. П. Архипова, М. В. Савельева, Р. И. Носкова), начиная с 1968 г., проводится изучение таких туманностей фотоэлектрическим и спектральным методами. Эта работа была начата совместно с Астрономическим институтом АН ЧССР. Фотоэлектрические наблюдения показали систематические изменения блеска на $0^m,2$—$0^m,3$ за период наблюдений у четырех планетарных туманностей, что было подтверждено наблюдениями спектров. Для выявления закономерностей обнаруженных вариаций блеска требуются дальнейшие наблюдения.

§ 8. Изучение планетарных туманностей, видимых в направлении центра Галактики

Около трети всех известных планетарных туманностей наблюдается в направлении галактического центра и сосредоточено на очень небольшом участке неба ($l = 350° \div 16°$; $b = \pm 8°$). Эти объекты являются довольно слабыми звездообразными туманностями 13—15-й звездной величины. Ранее они были мало изучены, особенно спектральными методами; поэтому их исследование представлялось особенно важным.

В цикле работ Отдела физики звезд и туманностей ГАИШ, посвященных абсолютной спектрофотометрии

планетарных туманностей, проводилось также изучение объектов этой группы.

Наблюдательный материал для этой части работы был получен коллективом наблюдателей Абастуманской астрофизической обсерватории — Р. А. Бартая, Т. Вашакидзе, Г. Кулиджанишвили, Е. К. Харадзе, а его обработка проводилась в ГАИШ принятым ранее методом Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, Е. Б. Костяковой, О. Д. Докучаевой, В. П. Архиповой.

Это исследование привело к интересному результату: планетарные туманности центральной группировки (ЦГ) отличаются от остальных планетарных туманностей, наблюдаемых в общем поле Галактики, в окрестности Солнца; они показывают более низкую степень возбуждения спектра, что проявляется в более низкой относительной интенсивности линий небулия по отношению к линиям водорода.

Для большинства туманностей ЦГ еще невозможно определить индивидуальные физические характеристики, так как для них измерено еще мало спектральных линий. Однако для объектов этой группы удалось (Костякова (1974)) оценить важнейшие средние характеристики ($\overline{T}_*$, $\overline{T}_e$, $\overline{n}_e$, $\overline{r}$, $\overline{W}$, $\overline{R}_*$, $\overline{R}_{\rm neb}$, $\overline{\mathfrak{M}}_{\rm neb}$ и другие), рассматривая всю группу как единое целое, сравнить их с соответствующими характеристиками туманностей общего поля и одновременно выявить их место в общей схеме эволюции планетарных туманностей. Оказалось, что все туманности центральной группировки являются малыми, оптически толстыми объектами и в среднем наблюдаются на более ранней стадии эволюции планетарных туманностей, чем туманности общего поля. Место ядер туманностей ЦГ схематически показано пунктирной линией на рис. 69.

В последнее время высказываются предположения, что эволюционный путь планетарных туманностей может иметь более сложную структуру, чем предполагалось в первоначальной схеме Ситона. Например, он может зависеть от массы ядра, от химического состава туманности, от ее принадлежности к определенному типу звездного населения. Новые наблюдения и детальный анализ всех индивидуальных физических характеристик планетарных туманностей, а также анализ их кинематики, пространственного распределения и принадлежности к подсистемам населения Галактики, очевидно, дадут возможность ответить на эти пока неясные вопросы.

ЛИТЕРАТУРА

Пикельнер С. Б., 1959 — Физика межзвездной среды.— М.: Наука.
Соболев В. В., 1967 — Курс теоретической астрофизики.— М.: Наука, гл. V.
Гурзадян Г. А., 1962 — Планетарные туманности.— М.: Гостехиздат.
Аллер Л., *Лиллер У.*, 1971 — Планетарные туманности,— М.: Мир.
Воронцов-Вельяминов Б. А., *Костякова Е. Б.*, *Докучаева О. Д.*, *Архипова В. П.*, 1970 — Труды ГАИШ, т. 40, с. 57.
Planetary Nebulae (IAU Symp, No. 34).— Dordrecht: Reidel Publ. Co., 1968.
IAU Symp., No. 76. — Dordrecht: Reidel Publ. Co., 1978.
Les Nébuleuses Planétaires.— Mém. Soc. Roy. Sci., 6e ser., t. 5, 1973.
Терциан, 1977 — *Terzian Y.* Recent Findings About Planetary Nebulae.— Sky a. Telescop., v. 54, No. 6.
Костякова Е. Б., 1981 — Планетарные туманности.— М. (готовится к печати).
Перек, *Когоутек*, 1967 — *Perek L.*, *Kohoutek L.*, Catalogue of Galactic Planetary Nebulae.— Prague.

Глава VII

МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ

Н. Г. БОЧКАРЕВ

§ 1. Введение

Межзвездная среда — это очень разреженная материя, заполняющая пространство между звездами внутри Галактики. Низкая плотность делала ее недоступной для интенсивных исследований вплоть до 30-х годов XX века. Темные облака, такие, как Угольный мешок в Млечном Пути видны невооруженным глазом, а первые наблюдения и описания светлых туманностей были выполнены, видимо, Гюйгенсом в 1656 г. Вместе с тем природа этих объектов была понята много позже. Первые указания на существование поглощения света в пространстве между звездами были получены только в 1847 г. В. Струве в непрерывном излучении и в 1904 г. Гартманом в спектральных линиях. Окончательное доказательство существования межзвездной среды связано с работой Трюмплера 1930 г. о межзвездном поглощении света.

50 лет изучения межзвездной среды выявили огромное разнообразие условий и объектов в ней, различающихся по всем параметрам на много порядков. Например, температуры колеблются от 4—5 К до миллионов градусов, концентрации — от тысячных долей частицы в кубическом сантиметре до 10^{10} см$^{-3}$ и непрерывно переходят к большим концентрациям в околозвездных оболочках, протозвездах и т. д., четкой границы между которыми и межзвездной средой провести невозможно.

В настоящее время межзвездная среда изучается во всех диапазонах электромагнитного излучения от самых низких радиочастот с длинами волн в сотни метров, наблюдаемых только с искусственных спутников, так как такие волны не пропускаются земной ионосферой, до гамма-лучей с энергиями квантов в несколько гигаэлектронвольт. Методы исследования межзвездной среды развива-

ются в настоящее время очень быстро. В последние годы удалось даже непосредственно изучать межзвездные пылинки, точнее пылинки, собранные в межпланетном пространстве. Специальный анализ показал, что эти частицы по способности поглощать и рассеивать свет очень похожи

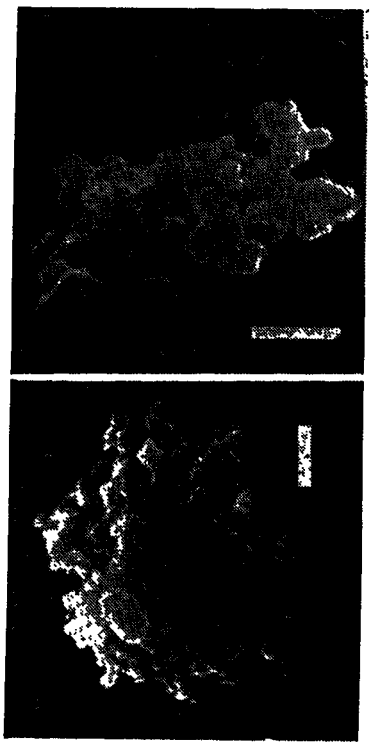


Рис. 70. Фотографии межпланетных пылинок, полученные на растровом электронном микроскопе. Длина белой черты соответствует 1 мкм (Браунли (1978)).

на межзвездные пылинки. По-видимому, межзвездные частицы представляют собой отдельные зерна пылинок, изображенных на рис. 70. Попав в туманность, из которой образовались планеты Солнечной системы, они слиплись в результате многочисленных столкновений. Самые мелкие из наблюдаемых зерен имеют размер около 50 Å, большинство — около 3000 Å.

Наибольший вклад в изучение межзвездной среды внесла радиоастрономия. Связано это с тем, что очень разреженная и в основной своей массе холодная межзвездная среда излучает главным образом в длинноволновых диапазонах (инфракрасном и радиодиапазоне). К тому же кванты радиодиапазона слабее всего поглощаются межзвездной пылью и поэтому позволяют исследовать как самые далекие области Галактики, так и самые холодные и плотные молекулярные облака, совершенно непрозрачные для оптической области. Но именно в них сосредоточена, по-видимому, бóльшая часть вещества межзвездной среды. Особый интерес представляют молекулярные облака, состоящие главным образом из молекул H_2, еще и потому, что они являются местами, в которых происходит одно из великих таинств природы — рождение звезд.

В этих же областях недавно обнаружены большие количества хорошо известных на Земле простейших органических молекул. В настоящее время известно более 50 различных межзвездных молекул (см. далее табл. 11), среди которых органические составляют более 2/3 и содержат до 11 атомов. Возможность возникновения столь сложных соединений в условиях крайне разреженного (в миллионы миллиардов раз менее плотного, чем воздух) газа с криогенными температурами ($T \leqslant 20$—30 К) оказалась весьма неожиданной и потребовала от специалистов по химической физике поиска специальных типов реакций, способных эффективно протекать в условиях межзвездных облаков.

Не менее удивителен и другой феномен, также обычно связанный с молекулярными облаками — сильные природные космические мазеры, работающие в непрерывном режиме и излучающие до 10^{31} — 10^{33} эрг/с в одной узкой спектральной радиолинии. Для их работы необходимо создание и длительное поддержание резко неравновесных условий. Космические мазеры в молекулярных облаках, по-видимому, связаны с рождающимися в плотных облаках звездами и, возможно, являются сгустками типа протопланет.

Малые потоки электромагнитного излучения от межзвездной среды, требующие больших инструментов для регистрации, и необходимость проводить наблюдения в технически труднодоступных диапазонах волн (коротковолновый радио, далекие инфракрасный и ультрафиолетовый диапазоны) привели к тому, что многие объекты межзвезд-

ной среды удалось наблюдать лишь в последние 5—15 лет. За это время было получено огромное количество качественно нового наблюдательного материала, позволяющего в настоящее время подойти к пониманию строения и эволюции не только отдельных наиболее ярких туманностей, но и всей межзвездной среды в Галактике и галактиках и связи ее с другими объектами. Впрочем, до сих пор еще далеко не все ключевые вопросы физики межзвездной среды разработаны и поняты.

Накопленный в настоящее время наблюдательный и теоретический материал столь обширен и разнообразен, что не может быть изложен достаточно детально даже в рамках обширной монографии. Если в 1963 г. книга С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера «Межзвездная среда» была энциклопедией по межзвездной среде, содержавшей не только изложение всех существенных данных наблюдений и теоретических работ, но и много оригинальных идей авторов книги, то изданная в 1979 г. примерно в том же объеме монография тех же авторов «Физика межзвездной среды», в работе над которой принял также участие Н. Г. Бочкарев, дает лишь весьма беглый обзор основных результатов наблюдений и теоретических исследований.

В этой главе не удастся даже упомянуть всех направлений работ по физике межзвездной среды и звездообразованию. В следующем параграфе дано краткое описание состава и основных структур межзвездной среды, что позволит понять значение вопросов, описанных в последующих параграфах, где в соответствии с замыслом настоящей книги внимание сосредоточено лишь на нескольких важных проблемах, получивших бурное развитие в последнее время и в разработке большей части которых активное участие принимали сотрудники ГАИШ. Так, рассмотрены некоторые вопросы физики туманностей (см. § 3), тепловое и ионизационное состояния областей нейтрального водорода (см. § 4), отдельные аспекты комплекса проблем, связанных с областями звездообразования, происходящего в настоящее время (см. § 5), и со стимулированными молодыми звездами космическими мазерами (см. § 6). В них при изложении материала основное внимание обращено на физические процессы, протекающие в межзвездной среде.

О некоторых важных для межзвездной среды объектах, таких, как остатки сверхновых звезд и планетарные

туманности, здесь упоминается лишь вскользь, поскольку им посвящены другие главы этой книги. Многие менее существенные для понимания общей картины строения межзвездной среды вопросы совсем не затронуты. Ознакомиться как с ними, так и более подробно с обсуждаемыми ниже проблемами, можно по упоминавшимся выше монографиям С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера. Элементарное, но строгое и полное для своего времени изложение физических процессов, протекающих в межзвездной среде, дано в прекрасной книге С. Б. Пикельнера «Физика межзвездной среды», изданной в 1959 г. Несмотря на большой срок, прошедший со времени ее выхода, она почти не устарела и является хорошим пособием для изучения классических основ физики межзвездной среды. Обстоятельное изложение физических процессов, протекающих в межзвездной среде, дано в монографии Спитцера «Физические процессы в межзвездной среде» (1981 г.).

Перечислим также ряд книг, в которых можно найти достаточно полное изложение отдельных вопросов: сборники «Космическая газодинамика» (ред. Х. Дж. Хабинг), 1972 г., «Происхождение и эволюция галактик и звезд» (ред. С. Б. Пикельнер), 1976 г., «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия» (ред. Г. Л. Верскер и К. И. Келлерманн), 1976 г., «На переднем крае астрофизики» (ред. Ю. Эвретт), 1979 г. и монографии В. Б. Баранова и К. В. Краснобаева, 1977 г., В. Г. Горбацкого, 1977 г., Э. А. Дибая и С. А. Каплана, 1976 г.

§ 2. Состав и структура межзвездной среды

Межзвездная среда состоит из многих, различных по своей природе и свойствам компонент, весьма равномерно перемешанных друг с другом. Основная часть межзвездной среды — межзвездный газ (атомы, молекулы, атомарные и молекулярные ионы). Он весьма равномерно перемешан с межзвездной пылью, содержащей около 1% массы межзвездной среды, и пронизывается магнитными полями, космическими лучами и электромагнитным излучением, которые также обычно считают составными частями межзвездной среды.

Все компоненты тесно связаны друг с другом. Поскольку любые участки межзвездного газа в большей или меньшей степени ионизованы космическими лучами и жестким электромагнитным излучением и имеют поэтому хорошую

проводимость, газ интенсивно взаимодействует с магнитными полями. Непосредственно поле влияет на движение ионов, но при частых соударениях они передают воздействие поля на атомы и пылинки. Впрочем, последние, как правило, электрически заряжены либо налипшими на них при соударениях электронами, либо вследствие фотоэффекта, вызванного межзвездным ультрафиолетовым излучением. Поэтому пылинки непосредственно воспринимают влияние магнитного поля.

Космические лучи и электромагнитное излучение поглощаются газом и пылью, нагревая и ионизуя их. В свою очередь межзвездные газ и пыль излучают электромагнитные волны в разных диапазонах — от длинноволнового радио- до жесткого гамма-излучения. Во многих местах межзвездной среды может происходить ускорение космических лучей, причем в отдельных ее активных участках частицы могут ускоряться до очень высоких энергий. Кроме того, давление космических лучей и магнитного поля играет большую роль в крупномасштабной динамике среды, электроны космических лучей в галактических магнитных полях излучают фоновое галактическое радиоизлучение, а ядра космических лучей при взаимодействии с межзвездным газом испытывают ядерные превращения, изменяющие состав космических лучей и газа, создавая также гамма-излучение межзвездного газа.

Межзвездный газ, участвуя в дифференциальном вращении галактик, увлекает за собой силовые линии магнитного поля, вызывая тем самым усиление магнитного поля динамо-механизмом. На форму силовых линий магнитных полей оказывает влияние давление космических лучей, а конфигурация магнитного поля определяет диффузию космических лучей в галактиках. Таким образом, каждая компонента межзвездной среды взаимодействует со всеми другими.

Наиболее детально межзвездная среда изучена в Галактике. Оказалось, что свойства межзвездной среды в ней типичны для спиральных галактик. Поэтому многие процессы и явления в межзвездной среде спиральных галактик рассматривают на примере Галактики. Свойства среды в галактиках других типов изучены значительно хуже.

Как уже упоминалось, основной составной частью межзвездной среды является газ. В связи с этим, а также с тем, что процессы, протекающие в межзвездном газе, являются ключевыми для понимания динамики и эволюции меж-

звездной среды, и, наконец, из-за ограниченности объема в дальнейшем все внимание будет уделено только газовой составляющей среды.

В эллиптических (E) галактиках*) межзвездного газа обычно очень мало, меньше 0,1% от массы галактики $\mathfrak{M}_G$, в спиральных (S) — 1—10% $\mathfrak{M}_G$, а в большинстве неправильных (Ir) галактик газ составляет более 10% от $\mathfrak{M}_G$ (табл. 9 и 10, где приведена масса атомарного газа в единицах массы Солнца $\mathfrak{M}_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г). С учетом газа в молекулярной форме указанные в таблице числа следует,

Таблица 9. **Среднее содержание атомарного водорода в галактиках различных типов (по классификации Вокулера)**

Тип галактики	Sa - Sab	Sb—Sbc	Sc—Scd	Sd—Sm	Ir
$\mathfrak{M}_H/\mathfrak{M}_G$	1,6	5,9	7,8	9,7	17,9

Таблица 10. **Масса нейтрального атомарного водорода в ближайших галактиках**

Галактика	Тип	Расстояние, Мпс	$\mathfrak{M}_H/10^9\mathfrak{M}_\odot$	$\mathfrak{M}_H/\mathfrak{M}_G$, %
M 31	Sb	0,69	3,9	1,4
M 33	Sc	0,72	1,3	7,2
M 51	Sbc	4,6	1,5	3,1
M 101	Sc	4,6	8,9	6,8
Ho II	Ir	3,3	0.84	70
NGC 3109	Ir	2,2	1,6	20

видимо, примерно удвоить. Полная масса газа в Галактике примерно равна $4 \cdot 10^9\mathfrak{M}_\odot \approx 2\%$ $\mathfrak{M}_G$, из которых на атомарный водород приходится $\approx 2 \cdot 10^9\mathfrak{M}_\odot$. Газ встречается в заметном количестве лишь в гигантских E-галактиках и собран преимущественно в центрах галактик. В галактиках других типов также имеется межзвездный газ в центрах, но основная масса его сосредоточена в галактических дисках.

Состав межзвездного газа. Межзвездный газ, как и вещество звезд, состоит главным образом из водорода и гелия с небольшой добавкой других химических элементов.

*) О типах галактик см. гл. VIII.

В среднем атомы водорода составляют около 90% числа всех атомов, или (по массе) $X \approx 70\%$. На атомы гелия приходится около 10% числа атомов, или (по массе) $Y \approx \approx 28\%$. Остальные $Z \approx 2\%$ массы составляют все последующие элементы (тяжелые элементы). Наиболее обильны из них кислород, углерод, азот, неон, сера, аргон. Все

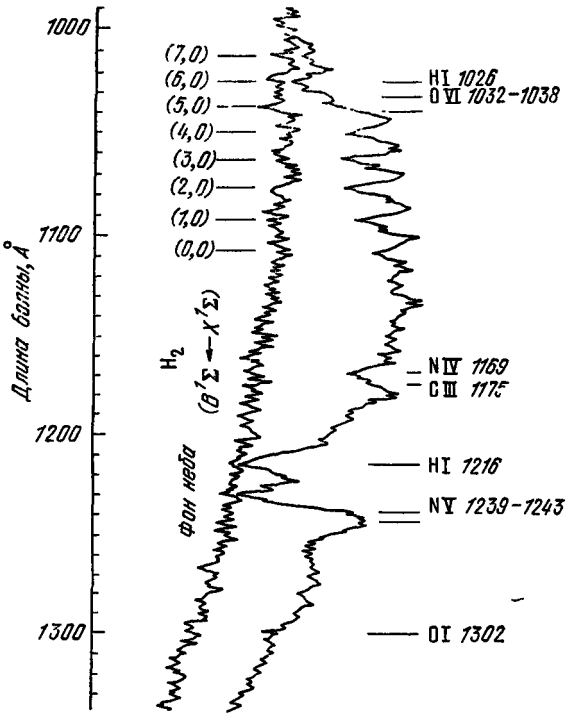


Рис. 71. Ультрафиолетовый спектр звезды ξ Персея с межзвездными линиями поглощения молекул водорода H_2, атомов и ионов, включая высокозарядные ионы N V и O VI (Каррузерс (1974)).

они вместе входят в концентрации, приблизительно равной 1 : 1000 атомов. Однако роль их в межзвездном газе очень велика. Изучение ультрафиолетовых межзвездных линий поглощения в спектрах звезд (рис. 71) показало, что по сравнению с Солнцем в межзвездном газе наблюдается дефицит ряда тяжелых элементов, особенно Al, Ca, Ti, Fe, Ni, распространенность которых в десятки и сотни раз меньше, чем на Солнце (см. книгу: Каплан, Пи-

кельнер *), рис. 3—5). В разных участках Галактики величины дефицита несколько неодинаковы. Возникновение дефицита связано с тем, что значительная часть указанных элементов израсходована на образование пылинок и почти отсутствует в газообразной фазе. Наблюдаются (теперь уже с достаточной уверенностью) градиенты распространенности элементов и их изотопного состава (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 40) вдоль радиуса спиральных галактик, так что доля тяжелых элементов Z увеличивается от края к центру Галактики в несколько раз. На регулярный ход Z накладываются отдельные неоднородности. Неоднородности и градиенты состава связаны в основном с химической эволюцией галактик, однако содержание в межзвездном газе изотопа водорода — дейтерия определено в значительной степени уже на ранних этапах эволюции Вселенной, и поэтому наблюдения дейтерия очень важны для космологии.

Распределение межзвездного газа. Оно изучается главным образом по линии излучения межзвездного водорода с длиной волны 21 см (подробнее см. § 3). Межзвездный газ очень разрежен. В среднем по диску Галактики в 1 см^3 среды содержится около 0,5—0,7 атома водорода (плотность $\approx 10^{-24}$ г/см^3). Распределение объемной и поверхностной плотности газа вдоль радиуса дисков S-галактик характеризуется максимумом на расстоянии обычно в 5—8 кпс ($(1{,}5—2{,}5)\cdot 10^{22}$ см) от центра (для Галактики — 5 кпс, рис. 72) с типичной величиной поверхностной плотности $\sigma \approx 10^{21}$ атомов водорода в столбе сечением 1 см^2, расположенном поперек диска галактики, что соответствует $\approx 15\,\mathfrak{M}_\odot$/пс^2. С приближением к центру и с удалением к периферии σ убывает, но межзвездный газ обычно прослеживается по крайней мере до расстояний 20—30 кпс от центра, где в оптическом диапазоне галактика практически не видна (рис. 73).

В S- и Ir-галактиках газ вращается вокруг галактического центра вместе со звездами диска. На это регулярное движение накладываются пекулярные (случайные) движения отдельных газовых элементов, скорости которых в Галактике порядка 10 км/с. В S-галактиках некоторое

*) Ввиду ограниченного объема данной главы и того, что по вопросам физики межзвездной среды недавно была издана обширная монография С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера (1979), здесь и в ряде случаев далее приводятся ссылки на рисунки из этой монографии, иллюстрирующие содержание текста данной главы.

отличие движений облаков газа от круговых возникает при их прохождении через спиральные ветви (см. § 5). У отдельных газовых элементов имеются также значительные компоненты скорости, перпендикулярные плоскости Галактики (см. ниже).

Характерная толщина газового слоя Галактики в области максимума σ и далее до расстояний от центра

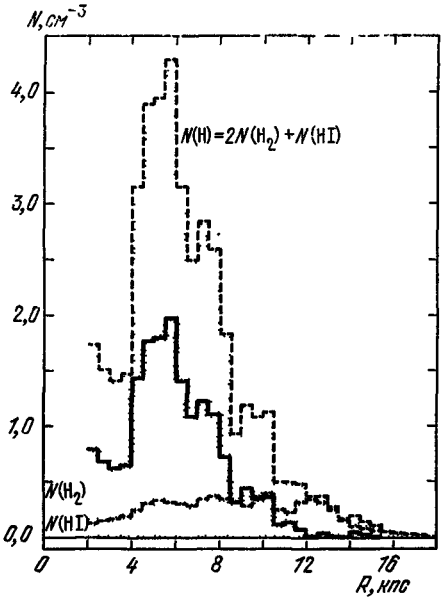


Рис. 72 Распределение по радиусу Галактики R концентрации атомарного N (H I) и молекулярного N (H_2) водорода (Ватсон (1976)).

порядка 10—12 кпс составляет 200—300 пс. Она уменьшается с приближением к центру и резко увеличивается к краям, достигая нескольких килопарсек на расстоянии 15—20 кпс от центра (Каплан, Пикельнер (1979), рис. 50, 51). В Ir-галактиках средняя толщина газового слоя больше, а концентрация газа такая же или меньше. Как показали наблюдения, выполненные в ГАИШ Т. А. Лозинской и Н. С. Кардашевым в 1963 г. и подтвержденные затем другими авторами, внешние части газового диска Галактики изогнуты (Каплан, Пикельнер (1979), рис. 50, 51), возможно, из-за приливного влияния соседних галактик — Магеллановых Облаков.

В плоскости Галактики среднее значение концентрации электронов $\overline{N_e} \approx 0{,}03$ см$^{-3}$, но распределены они крайне неравномерно, так что согласно исследованию Мецгера $\overline{N_e^2}/(\overline{N_e})^2 \approx 8$. Изучается распределение N_e главным образом по запаздыванию момента прихода низкочастотных радиоимпульсов пульсаров относительно прихода более высокочастотных, вызванному зависимостью групповой скорости

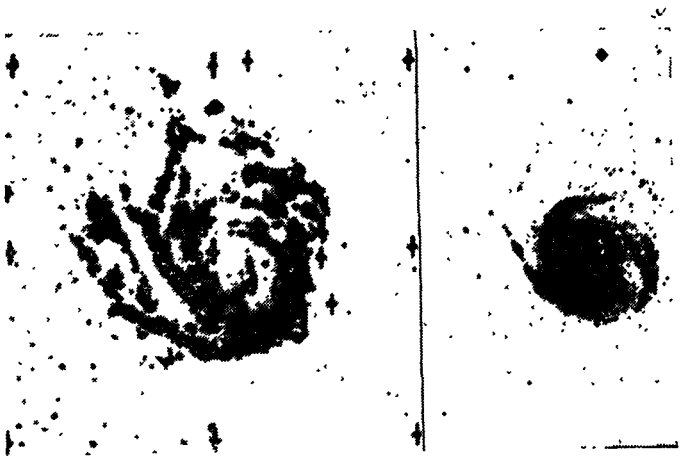


Рис. 73. Изображения галактики М 101, выполненные в одинаковом масштабе в радиолинии водорода с длиной волны 21 см (слева) и в оптических лучах (справа) (Аллен (1975)).

распространения радиоволн от N_e. Степень ионизации газа растет с увеличением высоты над плоскостью Галактики. Характерная полутолщина слоя электронов в окрестностях Солнца составляет 800 пс.

Исследование межзвездных мерцаний радиоизлучения пульсаров (см., например, Смит (1979)), вызванных рассеянием излучения на неоднородностях межзвездного газа, позволяет изучать мелкомасштабные флуктуации N_e. Размеры неоднородностей, видимо, весьма разнообразны, но при наблюдениях пульсаров основной вклад в мерцания дают неоднородности размером порядка 10^{11} см. Есть основания полагать, что для областей около центра Галактики наиболее эффективны неоднородности размером всего лишь около 100 м. Обусловлены эти неоднородности, по-видимому, плазменной турбулентностью. Среднее по

лучу зрения значение неоднородности концентрации $\overline{\Delta N_e/N_e} \approx (1-3)\cdot 10^{-5}$. Вероятно, $\Delta N_e \neq 0$ лишь в некоторых активных участках межзвездной среды, где $\Delta N_e/N_e \geqslant 10^{-3}$.

Высоко над плоскостью Галактики основную часть объема, видимо, заполняет горячий ($T \sim 10^5$ К) и очень разреженный газ — $N \sim 3\cdot 10^{-4}$ см$^{-3}$ на высоте 5 кпс над плоскостью (Савадж и де Боер*) (1979)). Заметная часть газа в гало сосредоточена в планетарных туманностях. По-видимому, небольшое количество газа имеется в некоторых наиболее плотных шаровых скоплениях. Кроме того, на высоких галактических широтах наблюдаются по радиоизлучению водорода высокоскоростные облака, движущиеся преимущественно к плоскости Галактики со скоростью до 300 км/с (в центре Галактики есть облака, удаляющиеся от него с большой скоростью). Они образуют по обе стороны от галактического экватора сложную вихревую картину, изображенную на рис. 74, *а*, *б*. Расстояния до них и их природа пока известны плохо. По-видимому, разные образования имеют разное происхождение. Есть основание полагать, что заметная доля облаков, наблюдаемых на умеренных широтах (в верхней части рис. 75), представляет собой проекцию на небесную сферу изогнутой части далекой периферии газового диска Галактики (помеченной *HVC* на рис. 49 книги Каплана и Пикельнера (1979)). Безусловно другую природу имеет наблюдающийся на высоких галактических широтах так называемый Магелланов Поток — газовый пояс, описывающий на небе дугу длиной примерно 180° и тянущийся от Магеллановых Облаков к Галактике (рис. 75, внизу). Его, однако, следует отнести не к межзвездному, а к межгалактическому газу. Наблюдается также разреженный водород в окрестностях некоторых других галактик, например М 81, IC 10.

В дисках S-галактик основная часть межзвездного вещества сосредоточена в спиральных ветвях, часто называемых также спиральными рукавами. Подробно изучено распределение нейтрального атомарного водорода в диске Галактики, показывающее спиральную структуру (см.,

---

*) В списке литературы к этой главе указаны лишь обзоры и несколько наиболее важных оригинальных работ. В остальных случаях фамилии авторов и год публикации приведены только в тексте.

например, Каплан, Пикельнер (1979), рис. 48, 49). Особенно хорошо спиральное распределение газа прослеживается на радиоизображениях внешних галактик, наблюдаемых как бы в плане (см. рис. 73, слева). В пространстве между ветвями плотность среды много меньше средней.

Газо-пылевые комплексы и межзвездные молекулы. В ветвях газ распределен также крайне неравномерно.

Рис. 74. Радиофотографии неба в линии атомарного водорода 21 см (Хейлес, Дженкинс (1976)); распределение водорода с лучевыми скоростями от —90 до —20 км/с (знак минус означает движение к наблюдателю) (*а*) и от —20 до +20 км/с (*б*). Чем светлее область, тем большее количество атомов с указанными скоростями попадает на луч зрения. Данные относятся к области галактических широт от —60 до —10° и от +10 до +60°. Значения галактических долгот l указаны на горизонтальной шкале ($l = b = 0°$ — направление на центр Галактики).

Основная часть его собрана в обширные газо-пылевые комплексы — клочковатые образования размером в десятки и сотни парсек. Около половины массы газа Галактики содержится в гигантских темных молекулярных облаках со средней массой $3 \cdot 10^5\ \mathfrak{M}_\odot$ и диаметром 40 пс (Соломон и Сандерс (1979)). В Галактике количество их примерно равно 4000 — это самые массивные и многочисленные

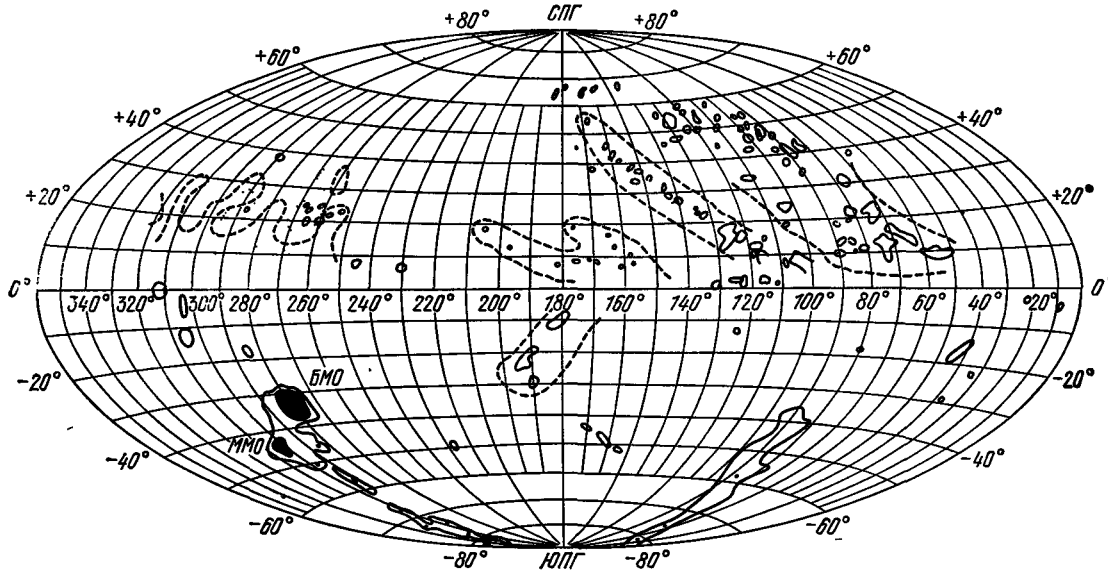


Рис. 75 Распределение на небе высокоскоростных облаков (Девис (1974)). Контуры очерчивают облака по уровню 1/2 максимальной интенсивности. Приведены галактические координаты l и b; СПГ — северный полюс Галактики. Протяженное образование в южном полушарии — Магелланов Поток, тянущийся от Большего (БМО) и Малого (ММО) Магеллановых Облаков Штриховыми линиями обрамлены области, являющиеся согласно Девису (1972) проекциями на небесную сферу далеких спиральных рукавов изогнутого диска Галактики; пунктирными — области положительных лучевых скоростей.

унитарные образования в Галактике. Они сильнее концентрируются к плоскости, чем в среднем межзведный газ. Температура в них обычно меньше 20 К, а в некоторых уплотнениях внутри них составляет лишь 5—6 К. Концентрация вещества в таких сгустках часто превосходит 10^5—10^6 см$^{-3}$, хотя в среднем по облаку она равна 10^2—10^3 см$^{-3}$. Эти облака называют также черными облаками, так как величина межзвездного ослабления света в них составляет обычно $A_V = 10^m$—100^m (оптическая толща $\approx 10-100$). Общая масса гигантских молекулярных облаков в Галактике $(1-2)\cdot 10^9\ \mathfrak{M}_\odot$.

Состоят молекулярные облака главным образом из молекул водорода H_2. Наблюдается молекулярный водород по ультрафиолетовым линиям поглощения (см. рис. 71) и в немногих случаях по инфракрасным линиям излучения; его трудно изучать непосредственно, а во внутренних частях непрозрачных газо-пылевых комплексов в настоящее время вообще невозможно. Кроме молекул H_2, в молекулярных облаках наблюдаются и другие молекулы, среди которых наиболее обильна моноокись углерода CO, концентрация которой оказалась пропорциональной концентрации H_2. Отношение их концентраций порядка $1:3\cdot 10^5$. Молекула CO излучает радиолинию 2,6 мм, которая не поглощается пылью и позволяет изучать распределение молекул в Галактике и других галактиках. Именно линия с длиной волны 2,6 мм дала возможность исследовать гигантские молекулярные облака в газо-пылевых комплексах Галактики. Большинство других молекул также изучаются по радиолиниям. Еще больше линий молекул расположено в далеком инфракрасном (субмиллиметровом) диапазоне, но наблюдения там очень трудны, и пока их выполнено мало.

Всего на конец 1979 г. было известно более 50 различных молекул (табл. 11), а с учетом различных изотопических аналогов — около 100. Некоторые молекулы (CH, HCO) наблюдаются также и в виде положительно заряженного иона, а N_2H^+ — только в виде иона. Все известные пока молекулы образованы из шести элементов H, C, N, O, Si, S. Более 2/3 содержат углерод и относятся поэтому к разряду органических. Распространенность молекул почти не зависит от их сложности. Так, например, большинство двухатомных молекул наблюдается в количестве 10^{-7}—10^{-8} от числа молекул H_2, в то время как для семиатомных и более сложных типично значение

10^{-9}—10^{-10}. Из анализа радиоизлучения молекул удается получать данные не только о составе, но и о температуре, плотности, характере движений.

Таблица 11. Молекулы, обнаруженные в межзвездном газе*)

Двухатомные	Трехатомные	Четырехатомные	Пятиатомные	Семиатомные
H_2	H_2O	NH_3	CH_4	CH_3NH_2
CH	C_2H	C_2H_2	CH_2NH	CH_3C_2H
OH	HCN	H_2CO	NH_2CN	CH_3CHO
C_2	HNC	HNCO	H_2C_2O	CH_2CHCN
CN	HCO	H_2CS	HCOOH	HC_5N
CO	N_2H^+	C_3N	C_4H	Восьмиатомные
NO	HNO	HNCS	HC_3N	$HCOOCH_3$
SiO	H_2S		Шестиатомные	CH_3C_3N
CS	OCS		CH_3OH	Девятиатомные
NS	SO_2		CH_3CN	CH_3CH_2OH
SO			NH_2HCO	$(CH_3)_2O$
SiS			CH_3SH	CH_3CH_2CN
				HC_7N
				Одиннадцатиатомные
				HC_9N

*) Более подробную сводку данных о наблюдавшихся к началу 1980 г. межзвездных молекулах см. в работе Манна и Вильямса (1980), а также С. Я. Уманского (1979).

Туманности. С газо-пылевыми комплексами связаны рассматриваемые в § 5 области звездообразования — обширные комплексы темных и светлых туманностей (рис. 76), в которых формируются в настоящее время звезды, в том числе молодые массивные яркие звезды. Наиболее массивные звезды эволюционируют так быстро (они живут лишь несколько миллионов лет), что не успевают отойти на значительное (более нескольких десятков парсек) расстояние от места своего возникновения. Поэтому мы их видим совсем рядом с колыбелью, в которой они родились,— с областью звездообразования. Во многих таких областях процесс возгорания звезд продолжается и в настоящее время, о чем свидетельствуют компактные области H II (см. рис. 83), не успевшие еще достичь стационарных состояний, нестационарные звезды типа T Тельца — очень молодые, еще не пришедшие в равновесное

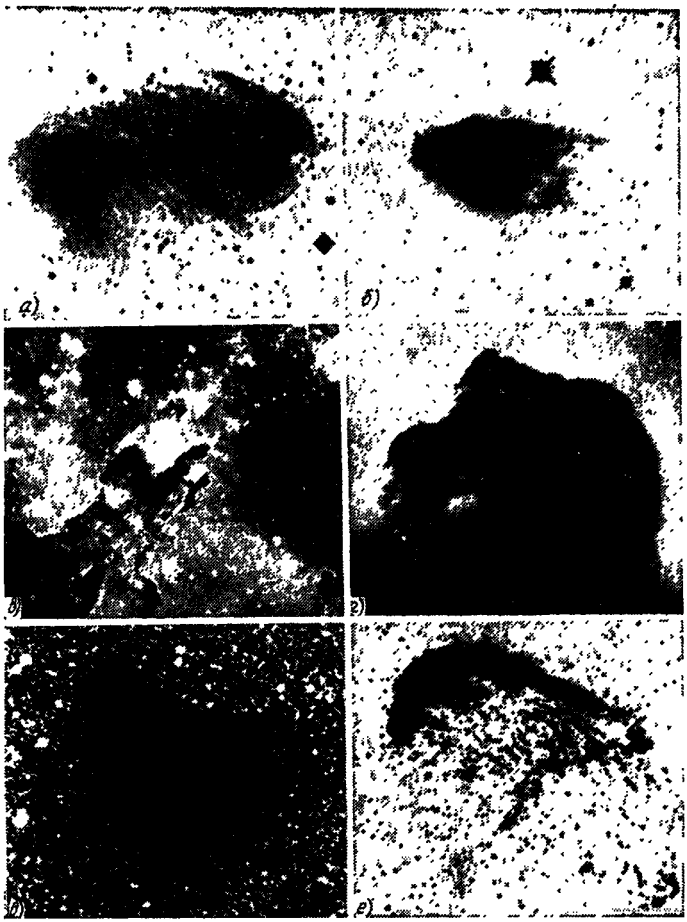


Рис. 76. Туманности. *а*) Пылевая волокнистая туманность в звездном скоплении Плеяды (негатив). *б*) Пылевая кометарная (кометообразная) туманность NGC 2261 (негатив). *в*) Область H II в созвездии Змеи, окружающая звездное скопление M 16. *г*) Темная пылевая туманность «Конская голова» на фоне светлой туманности Ориона. *д*) Гигантская глобула (объект Барнарда 68) на фоне Млечного Пути на южном небе (Бок (1977)). *е*) Волокнистая газовая туманность NGC 6888 вокруг звезды типа Вольфа — Райе (негатив).

состояние звезды и целый ряд других признаков. Многие молодые яркие звезды подсвечивают газ и пыль, образуя светлые отражательные туманности (см. рис. 76, *а*, *б*). Наиболее горячие и яркие звезды ионизуют газ вокруг себя, образуя области ионизованного водорода (области, или зоны, H II),— светлые эмиссионные туманности (рис. 76, *в*), светящиеся преимущественно в спектральных линиях водорода, возникающих при каскадных переходах вниз, следующих за рекомбинацией, а также в линиях тяжелых элементов, образующихся при возбуждении ударами электронов низкорасположенных метастабильных уровней (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 12).

По оптическим линиям излучения удается устанавливать состав и параметры газа в туманностях. Распределение зон H II во внешних галактиках хорошо выявляется при их наблюдении в сильных эмиссионных линиях этих туманностей и служит хорошим индикатором распределения массивных горячих звезд в галактиках. В S-галактиках зоны H II показывают четкую корреляцию со спиральными рукавами (см. § 5). Области H II светятся не только в оптическом, но и в радио- и инфракрасном диапазонах (рис. 77, *а*, *б*), причем в радиодиапазоне наблюдаются радиолинии водорода, гелия и углерода рекомбинационного происхождения, описываемые в § 3. Непрерывное радиоизлучение имеет тепловую природу — это тормозное излучение тепловых электронов в поле ионов. Его интенсивность и низкочастотный завал (см. рис. 77, *а*), вызванный непрозрачностью зон H II для низкочастотного радиоизлучения, позволяют судить о плотности и температуре газа. Тепловое излучение ионизованного газа областей H II продолжается и в область более высоких частот — в инфракрасный и оптический диапазоны. Мощное инфракрасное излучение (высокие широкие пики на рис. 77, *а*) зон H II является тепловым излучением межзвездных пылинок, нагретых внутри зон H II ультрафиолетовым излучением. В областях H II часто наблюдаются многочисленные неоднородности (они видны, например, на рис. 76, *в*): темные точки — глобулы, вытянутые образования пониженной яркости,— так называемые «слоновьи хоботы», яркие ободки вокруг неоднородностей, называемые иногда римами. Природа их вкратце обсуждается ниже (см. § 3).

На фоне светлых туманностей нередко видны темные. Известный пример туманности такого типа приведен на

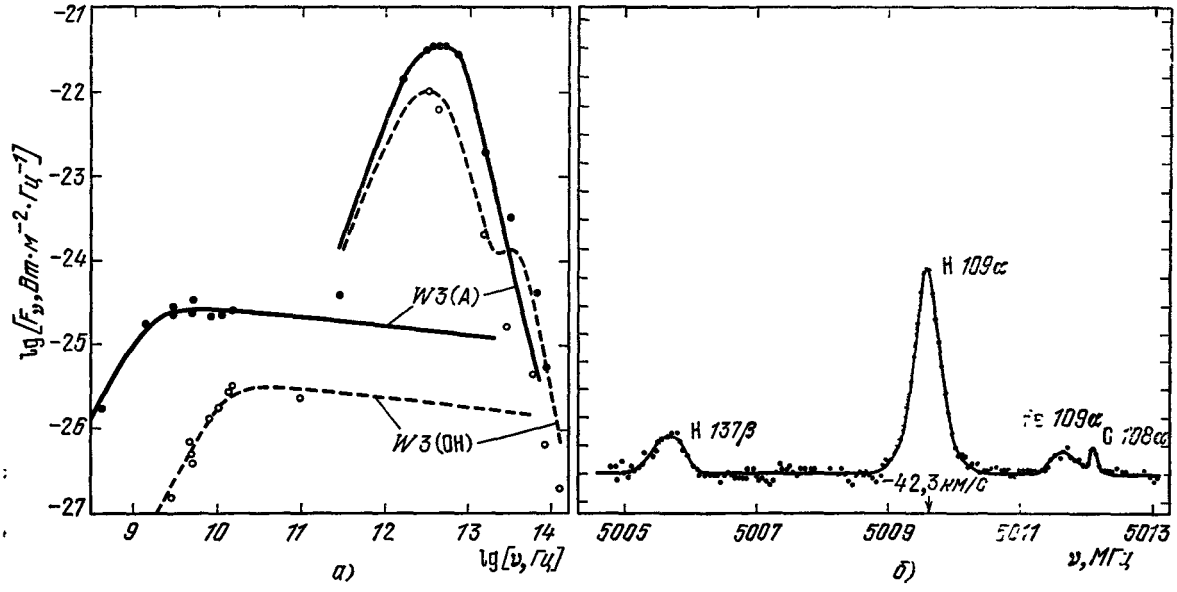


Рис. 77 Спектр излучения областей H II. *а*) Радио- и инфракрасный спектры двух компонент радиоисточника W 3. Радиоспектр с низкочастотным завалом обусловлен тормозным радиоизлучением нагретого газа зоны H II, инфракрасный пик — излучением пыли (Мецгер и Винк (1974)). *б*) Рекомбинационные радиолинии водорода (H), гелия (He) и углерода (C) в спектре туманности IC 1795 (Черчвелл, Мецгер, Хачмейер (1974)).

рис. 76, *г*. Темные туманности представляют собой плотные, оптически толстые из-за поглощения света пылью участки газо-пылевых комплексов, проектирующиеся на светлые туманности, но не подсвеченные звездами. Бывают случаи, когда компактные темные туманности с очень сильным поглощением наблюдаются непосредственно на фоне звезд Млечного Пути (см. рис. 76, *д*).

С областями звездообразования связаны также и другие типы туманностей, в которых газ нагрет до миллионов градусов. Такие туманности светятся не только в радио-, но и в рентгеновской области спектра. К ним относятся туманности, возникающие вокруг звезд, инжектирующих в пространство значительные потоки вещества (звездный ветер) со скоростями в сотни и тысячи километров в секунду (см. § 3). Прежде всего это массивные гелиевые звезды типа Вольфа — Райе (см. рис. 76, *е*, см. также гл. II). Кроме того, сюда относятся остатки сверхновых звезд, описанных в гл. II, значительная часть которых возникает при взрыве массивных звезд и связана с областями звездообразования.

Вне областей звездообразования кроме остатков сверхновых звезд встречаются планетарные туманности, описанные в гл. VI (фрагмент одной из них изображен на рис. 80), а также зоны H II с низкой поверхностной яркостью (см. § 3).

Межзвездные мазеры. Отдельные наиболее плотные конденсации молекулярного газа, расположенные рядом с сильными источниками возбуждения (например, инфракрасными звездами), наблюдаются в виде мощных космических мазеров. Мазерные источники часто связаны с очагами звездообразования, а некоторые из них являются плотными газовыми сгустками, возможно, протопланетами, расположенными рядом с только что возникшей звездой. Таким образом, наблюдение мазерных радиолиний позволяет изучать процессы, связанные со звездообразованием.

Сильное мазерное радиоизлучение наблюдается в линиях гидроксила OH ($\lambda \approx 18$ см), воды H_2O ($\lambda = 1{,}35$ см) и моноокиси кремния SiO. Яркостная температура мазерного излучения достигает 10^{10} К для SiO, 10^{13} К для OH и 10^{15}—10^{16} К для H_2O. В то же время линии оказываются очень узкими. Излучение космических мазеров характеризуется часто сильной поляризацией (для OH), быстрой переменностью (отмечены случаи переменности

за время около 10 мин). Свойства космических мазеров подробно описаны в обзорах В. С. Стрельницкого (1974), Тернера (1976), Морана (1979). Мазерные источники, связанные с областями звездообразования, обычно представляют собой скопления маленьких ($\lesssim 10^{13}-10^{14}$ см) деталей, расположенных в гнездах размером $10^{16}-10^{17}$ см (см. Каплан, Никельнер (1979), рис. 128). В гнезде может быть несколько десятков деталей, движущихся друг относительно друга со скоростями в десятки и сотни км/с. Светимость всего гнезда в одной мазерной радиолинии может достигать 10^{33} эрг/с. Структуру мазерных источников изучают радиоинтерферометрами со сверхдлинными (1000—10 000 км) базами. Физические процессы в космических мазерах такого типа кратко описаны в § 6.

Области атомарного водорода. Вне газо-пылевых комплексов вещество также собрано в отдельные межзвездные облака, состоящие в основном из атомарного водорода. Разброс параметров облаков очень велик. Для большинства из них концентрация составляет 2—50 см$^{-3}$ (в среднем около 10 см$^{-3}$), размеры 1—20 пс (в среднем около 10 пс) и температура 30—120 К (в среднем 70—80 К). Типичная масса облака $\mathfrak{M}_c$ порядка сотен солнечных масс, спектр масс следует закону $\mathfrak{M}_c^{-3/2}$. Межзвездные облака, как и другие образования межзвездной среды, неоднородны и имеют волокнистую структуру (Верскер (1974)).

Концентрация газа между облаками (межоблачная среда) составляет около 0,1 см$^{-3}$ (порядка 10^{-25} г/см^3), а его температура — несколько тысяч градусов. Межоблачная среда слабее концентрируется к плоскости Галактики, чем (в среднем) межзвездный газ. В окрестностях Солнца полутолщина слоя межоблачной среды около 350 пс.

Иногда в межзвездном газе встречаются так называемые большие глобулы — изолированные, очень компактные (0,1—1 пс), плотные (плотностью порядка 10^4 см$^{-3}$), холодные ($T \approx 10$ К) молекулярные облака, часто наблюдаемые как черные пятна на звездном фоне Млечного Пути. Примером такой глобулы является темная туманность на рис. 76, *д*. Массы их колеблются от долей массы Солнца до масс порядка 100 $\mathfrak{M}_\odot$. Промежуточными между ними и обычными диффузными облаками являются также изолированные, но более протяженные ($\gtrsim 1$ пс) и менее плотные ($\sim 10^3$ см$^{-3}$) темные облака, изученные подробно Хайлесом (1968, 1969). Будучи в ос-

новном молекулярными, они еще сильно проявляют себя в линии атомарного водорода с длиной волны 21 см. Пример такого облака — темная туманность «Угольный мешок», наблюдаемая на фоне звезд на южном небе. Размер ее — несколько парсек.

В сфере радиусом 500 пс вокруг Солнца средняя концентрация атомарного водорода $\overline{N}_{\text{H}} \approx 0{,}86$ см$^{-3}$. Около 1/4 атомов водорода связаны в молекулы H_2, так что $\overline{N}_{\text{H}_2} \approx 0{,}14$ см$^{-3}$. Если исключить облака, то останется на межоблачную среду $\overline{N}_{\text{H}} \approx 0{,}16$ см$^{-3}$ (в плоскости Галактики). Есть направление (с галактическими координатами $l \approx 240°$ и $b \approx -10°$), где на пути 200 пс $\overline{N}_{\text{H}} < 0{,}008$ см$^{-3}$, но в направлении $l \approx 350°$ и $b \approx +20°$ на том же пути $\overline{N}_{\text{H}} \approx 2{,}5$ см$^{-3}$. В области радиусом 140 пс от Солнца $\overline{N}_{\text{H}} \approx 0{,}25$ см$^{-3}$, а в сфере радиусом $r \leqslant 3$ пс водород распределен сравнительно однородно и N_{H} колеблется от 0,05 до 0,2 см$^{-3}$, т. е. Солнце находится в межоблачной среде. В непосредственной окрестности Солнечной системы $N_{\text{H}} \approx 0{,}06$ см$^{-3}$, $T \approx 10\,000$ К и наблюдается межзвездный ветер — движение Солнечной системы относительно межзвездного газа со скоростью около 20 км/с в направлении с экваториальными координатами $\alpha \approx 252°$ и $\delta \approx -15°$, сильно отличающемся от направления движения относительно соседних звезд (на апекс). Возникает межзвездный ветер из-за пекулярных компонент скоростей Солнца и газа, накладывающихся на круговое движение вокруг центра Галактики. Подробнее явление межзвездного ветра будет обсуждено в § 3.

Горячий разреженный газ. Наряду с описанными выше структурами около половины объема рукавов составляют широкие коридоры очень разреженного (<0,01 см$^{-3}$), но горячего ($3 \cdot 10^5$—10^6 К) и поэтому сильно ионизованного газа. Из-за близости к температуре солнечной короны такой газ часто называют коронарным. Край одного из коридоров коронарного газа находится на расстоянии не более 10 пс от Солнца. Расположен этот коридор почти перпендикулярно плоскости Галактики и является, видимо, причиной избытка мягкого рентгеновского излучения, наблюдаемого в окрестностях северного полюса Галактики (рис. 78) и имеющего распределение, антикоррелирующее с распределением атомарного водорода. Обнаружены горячие коридоры были по ультрафиолетовым межзвездным линиям поглощения (см. рис. 71) ионов N V (1239

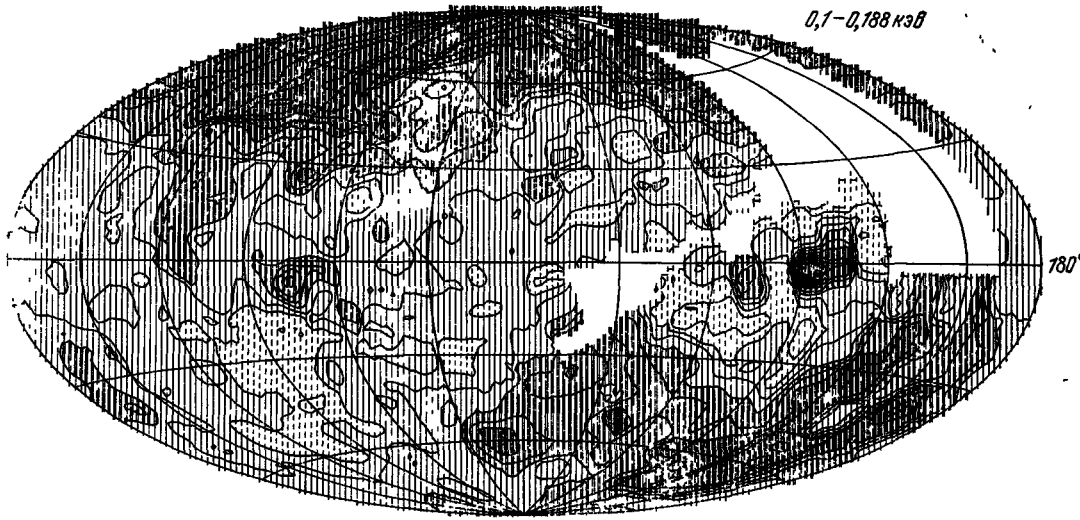


Рис. 78. Распределение по небу мягкого рентгеновского излучения (100—188 эВ), приведенное в галактических координатах. Более темные области соответствуют бо́льшим интенсивностям излучения. Сверху — северный полюс Галактики, в середине — направление на центр Галактики (Мак Каммон и др. (1979)). Белое пятно — область, не обследованная в указанной работе.

и 1243 Å) и O VI (1032 и 1038 Å). Коридоры возникают, видимо, вследствие вспышек сверхновых звезд и существенно влияют на условия в газе в окрестностях коридоров, вызывая своим излучением дополнительный нагрев и ионизацию среды (см. § 4). При этом образуются теплые области H I с температурами 300—5000 К, наблюдаемые по линии с длиной волны 21 см. Горячие звезды, расположенные в коридорах, ионизуют газ вблизи стенок коридоров, создавая зоны H II низкой плотности, проявляющие себя диффузным излучением в линиях H_α, H_β водорода (см. § 3).

Газ в центре Галактики. Распределение H I в центральных частях Галактики показано на рис. 79. В направлении на Солнце на расстоянии 3—4 кпс от центра

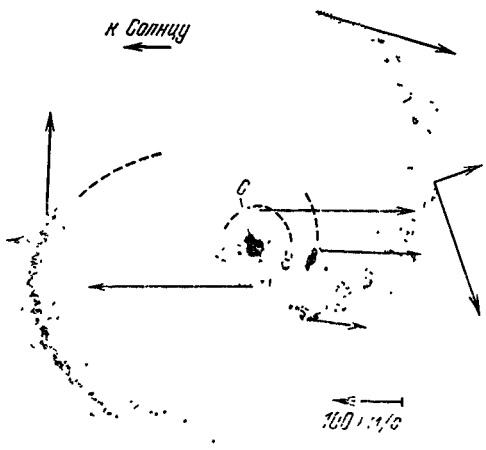


Рис. 79. Схема распределения H I в центральных областях плоскости Галактики Длины векторов и их направления указывают величины и направления скоростей. Слева так называемый 3-килопарсековый расширяющийся рукав. Буквой *C* помечен центр Галактики (Оорт (1977)). Вектор 100 км/с указывает масштаб векторов скорости.

наблюдается рукав, расширяющийся со скоростью около 50 км/с. Согласно оценке масса газа в нем составляет около $8 \cdot 10^7$ $\mathfrak{M}_\odot$. С противоположной стороны от центра на расстоянии примерно 2 кпс (справа на рис. 79) имеется рукав, удаляющийся от центра со скоростью около 135 км/с. Масса его приблизительно равна $7 \cdot 10^6$ $\mathfrak{M}_\odot$.

В области центра есть ряд газовых образований, весьма сильно удаленных от плоскости Галактики: объект

Мирабеля и Тернера расположен на высоте около 2 кпс. Некоторые другие облака удаляются от центра с лучевой скоростью 100—170 км/с. Если это — выбросы из центра, то их начальная скорость должна была превышать параболическую (≈700 км/с) для выброса объекта из Галактики. Масса каждого из этих объектов $(3-6)\cdot 10^4\ \mathfrak{M}_\odot$.

Вокруг центра находится газовое кольцо радиусом 700—800 пс, вращающееся со скоростью 200 км/с (см. рис. 79), внутри которого имеется газовый диск диаметром ≈ 300 пс, являющийся обширной областью H II. В области центра усилено синхротронное излучение, свидетельствующее об увеличении здесь концентрации электронов космических лучей и напряженности магнитных полей, а также гамма-излучение, связанное с тяжелыми компонентами космических лучей.

В центре находятся сильные радиоисточники Стрелец A и Стрелец B2. Стрелец A состоит из восточной E и западной W компонент, одна из которых (W) находится в самом центре Галактики. Распределение молекул в центре имеет вид кольца радиусом около 200 пс, расширяющегося с $v \approx 140$ км/с (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 139). Наибольшее количество и разнообразие молекул в Галактике зарегистрировано в плотном молекулярном облаке Стрелец B2. Масса его порядка $3\cdot 10^6\ \mathfrak{M}_\odot$, размер — около 30 пс. Оно имеет сложную структуру и содержит внутри компактные зоны H II и сильные источники инфракрасного излучения, а также радиоизлучения OH и H_2O. Все это свидетельствует о происходящем в нем звездообразовании.

Итог. Итак, межзвездный газ состоит из следующих областей: 1) областей, где газ находится преимущественно в молекулярном состоянии (молекулярные облака) — это наиболее плотные и холодные образования, содержащие около половины массы газа; 2) областей, где газ состоит главным образом из нейтральных атомов (области H I, или области нейтрального водорода) — это менее плотные и в среднем более теплые области; 3) зон ионизованного водорода (H II), которыми являются светлые эмиссионные туманности вокруг горячих звезд; 4) коридоры разреженного горячего газа. Области ионизованного водорода H II наиболее заметны, но содержат лишь 1% массы газа.

Наблюдения последних лет показали большое разнообразие описанных выше структурных компонент меж-

звездного газа, называемых часто фазами. Сводка типичных параметров для основных фаз приведена в табл. 12. Большинство параметров в каждой фазе меняется на 1—2 порядка, а иногда и более, поэтому приведенные значения весьма грубы. Само деление на фазы также условно, так как резких разграничений между ними не существует. В последнем столбце табл. 12 указана скважность — доля объема спиральных рукавов Галактики, занимаемая каждой фазой.

Таблица 12. **Типичные параметры основных структурных компонент (фаз) межзвездного газа в спиральных ветвях Галактики**

Фаза	T, К	N, см$^{-3}$	Масса, $\mathfrak{M}_\odot$	Размер, пс	Скважность
Коронарный газ	$\sim 5\cdot 10^5$	$\sim 0{,}003$	—	—	$\sim 0{,}5$
Зоны H II низкой плотности	$\approx 10^4$	~ 3	—	—	$\sim 0{,}01$
Теплые области H I	$\sim 10^3$	~ 1	—	—	$\sim 0{,}01$
Межоблачная среда	$\approx 10^4$	$\sim 0{,}1$	—	—	$\sim 0{,}5$
Средние облака H I	≈ 80	~ 10	~ 100	~ 10	$\sim 0{,}01$
Темные облака	~ 10	$\sim 10^3$	~ 300	~ 1	$\sim 10^{-5}$
Большие глобулы	~ 10	$\sim 10^4$	~ 20	$\sim 0{,}3$	$\sim 3\cdot 10^{-9}$
Области H II	$\approx 10^4$	~ 30	~ 300	~ 10	$\sim 10^{-4}$
Гигантские молекулярные облака	~ 20	~ 300	$\sim 3\cdot 10^5$	~ 40	$\sim 3\cdot 10^{-4}$
Уплотнения в молекулярных облаках	~ 6	$\sim 10^5$	~ 100	$\sim 0{,}5$	
Мазерные конденсации	$\geqslant 100$	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	

Баланс количества движения и вещества межзвездного газа, эволюция газа. Наблюдения показывают, что межзвездные облака, помимо упорядоченного вращения вокруг центра Галактики, движутся с хаотическими скоростями со средним значением около 10 км/с. Каждые 30—100 млн. лет облака сталкиваются друг с другом, что приводит к диссипации (ослаблению) этих случайных движений и частичному слипанию облаков, сопровождающемуся формированием степенного $(\sim \mathfrak{M}_c^{-3/2})$ спектра их масс. Хаотические движения поддерживаются главным образом взрывами сверхновых звезд, в результате которых возникают расширяющиеся в межзвездной среде оболочки; последние тормозятся о газ, передавая облакам приобретенный при взрыве импульс. Вклад в этот процесс вносит также звездный ветер от звезд класса O и типа

Вольфа — Райе, для которых скорость ветра превышает 1000 км/с, а поток массы порядка 10^{-5}—10^{-6} $\mathfrak{M}_\odot$/год. Роль остальных звезд пренебрежимо мала.

Баланс вещества определяется круговоротом межзвездный газ → звезды → межзвездный газ и обменом с межгалактической средой. В газо-пылевых комплексах имеются очаги звездообразования, в которых в настоящее время газ превращается в звезды (см. § 5) со скоростью ~5 $\mathfrak{M}_\odot$/год *). Одновременно с этим звезды, главным образом на поздних стадиях эволюции, теряют вещество (со скоростью ~1 $\mathfrak{M}_\odot$/год) и пополняют межзвездный газ. Часть выбрасываемого вещества перерабатывается в недрах звезд при термоядерных реакциях и обогащается тяжелыми элементами. Поэтому со временем состав межзвездной среды (распространенность элементов) изменяется. В разных галактиках и в различных частях каждой галактики эти процессы идут с различными скоростями. В результате в химическом и изотопном составе газа появляются описанные выше неоднородности. Это прежде всего градиент химического состава вдоль радиусов галактик, а также сильное различие в количестве газа в галактиках разных типов (см. табл. 9, 10). Ближе к центру процессы переработки газа шли быстрее. Наблюденные в Галактике неоднородности изотопного состава газа столь значительны, что не могли возникнуть быстрее, чем за 10^9 лет, т. е. следует предполагать, что отдельные комплексы газа сохраняют свою индивидуальность в течение времени, превышающего 10^9 лет, т. е. на многих оборотах Галактики.

Не исключено, что процессы формирования звезд и обогащения газа тяжелыми элементами шли в Галактике не монотонно, т. е. в истории Галактики несколько раз могли происходить задержки звездообразования на миллиарды лет. Это должно было отразиться на распространенности элементов в различных типах звездного населения.

Обмен газа с межгалактической средой состоит в том, что небольшие порции газа, обогащенного тяжелыми элементами, выбрасываются из Галактики через коридоры коронального газа, пробившие толщу газового диска (по-

---

*) Здесь и ниже оценки весьма ненадежны, т. е. могут быть вдвое больше или вдвое меньше.

дробнее см. § 4), а обратный процесс, возможно, наблюдается в виде высокоскоростных высокоширотных облаков, которые могут поставлять в Галактику в настоящее время $\lesssim 3\ \mathfrak{M}_\odot$/год (Солпитер (1979)).

§ 3. Светлые туманности

По своей природе светлые туманности делятся на области, ионизованные ультрафиолетовым излучением горячих звезд (зоны H II), области, в которых межзвездная пыль подсвечена яркими звездами (отражательные туманности), но не настолько горячими, чтобы ионизовать газ вокруг себя, и туманности, светящиеся за счет того, что газ в них сильно нагрет в ударных волнах при переходе в тепло кинетической энергии быстрых движений (например, остатки сверхновых звезд) (см. гл. II). Во всех типах туманностей наблюдается широкое разнообразие размеров и морфологических особенностей. В этом параграфе мы коснемся в основном лишь некоторых методов наблюдений областей H II и мелкомасштабной структуры туманностей.

Наиболее крупные области H II находятся вокруг горячих ярких звезд спектрального класса O или группы таких звезд. Поскольку O-звезды быстро эволюционируют, зоны H II обычно соседствуют с областями активного звездообразования, являясь индикаторами этих областей. В S-галактиках наиболее крупные области ионизованного водорода расположены в спиральных рукавах (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 109). В Галактике наблюдать оптическое излучение зон H II удается на расстоянии не более нескольких килопарсек от Солнца. Более далекие области ионизованного водорода, как правило, не видны из-за межзвездного поглощения. Изучают их по радиоизлучению. Оно имеет тепловую природу — газ, нагретый звездами примерно до 10 000 К, излучает в непрерывном спектре за счет тормозного механизма.

В 1959 г. Н. С. Кардашев (ГАИШ) показал, что помимо непрерывного спектра ионизованный водород должен излучать радиолинии при переходах между очень высокими уровнями с номерами n около 100. Попадать в такое состояние атомы могут при рекомбинации. Предсказанные радиолинии вскоре были обнаружены советскими радиоастрономами. За этими линиями закрепилось название рекомбинационных радиолиний.

Сейчас рекомбинационные радиолинии (см. рис. 77, *б*) являются могучим орудием изучения зон ионизованного водорода. По спектральным линиям можно определить лучевые скорости этих зон, причем с высокой точностью вследствие высокого спектрального разрешения радиоастрономической аппаратуры. Из сопоставления скоростей с полученными другими методами данными о вращении Галактики, в котором зоны H II участвуют примерно так же, как и звезды, можно определять расстояния до удаленных областей ионизованного водорода, а следовательно, и до связанных с ними очагов звездообразования, что не удается сделать сколько-нибудь надежно другими методами. Знание расстояния дает в свою очередь возможность определить размеры областей H II и мощность их излучения. Кроме того, по ширине радиолиний можно судить о дисперсии скоростей в зонах ионизованного водорода, по отношению интенсивностей линии и континуума — об их температурах. Наконец, оказалось, что чувствительность и разрешающая способность аппаратуры достаточны для наблюдения радиолиний не только водорода, но и гелия и углерода (см. рис. 77, *б*). В настоящее время по отношению интенсивностей радиолиний водорода и гелия наиболее надежно определяется содержания гелия в областях H II.

Линии углерода оказались намного сильнее, чем ожидали, исходя из космической распространенности углерода. Исследования показали, что значительная часть радиоизлучения углерода относится не к области H II, а к окружающему ее плотному малоионизованному газу, в который не проникают фотоны с длиной волны $\lambda < 912$ Å, способные ионизовать водород. Углерод, имеющий порог ионизации ниже, чем у водорода, ионизуется излучением с $912 < \lambda < 1101$ Å и светит в радиолиниях при рекомбинации. Это обстоятельство позволяет исследовать труднодоступные для наблюдений другими методами переходные между H I и H II области, анализ которых до недавнего времени был возможен лишь в рамках теоретических моделей.

Рекомбинационные радиолинии удалось наблюдать и от других галактик. В связи с этим открывается принципиально важная возможность определения красных смещений z, а значит, и расстояний до удаленных галактик, путем наблюдения нескольких радиолиний. Такой метод

позволит находить расстояния до внегалактических радиоисточников без их оптического отождествления. Ранее уже предлагалось измерять z по линии 21 см водорода, но для поиска ее от объектов с большими и неизвестными z требуются радиоприемные устройства, перестраиваемые в очень широком диапазоне (от 21 см до примерно 1 м), из-за отсутствия которых метод пока не нашел применения. Рекомбинационных радиолиний много, и они весьма равномерно распределены по частотам. Поэтому для обнаружения какой-нибудь из них от источников с неизвестными z требования к широте диапазона частот радиоприемного устройства раз в 100 слабее.

Диапазон длин волн, в котором в настоящее время обнаружены рекомбинационные радиолинии, простирается от $\lambda \approx 8$ и 13,5 мм (переходы с уровней с номерами $n = 42 - 50$), наблюдаемых на станции ФИАН в Пущино сотрудниками ФИАН и лаборатории радиоспектроскопии ГАИШ, до $\lambda \approx 1$ м ($n = 300$). Попытки Г. М. Рудницкого и др. в ГАИШ в 1979 г. обнаружить линии в метровом диапазоне ($n = 400$, $\lambda \approx 3$ м) и в декаметровом ($n \approx 620$, $\lambda \approx 12$ м), предпринятые в Институте радиофизики и электроники в Харькове, пока не увенчались успехом.

Интенсивность излучения единицы поверхности туманности определяется мерой ее эмиссии

$$ME = \int N_e^2 dl,$$

где интеграл взят вдоль луча зрения через всю туманность. Обычно N_e измеряют в см$^{-3}$, а l — в парсеках. Для самых ярких из известных в Галактике областей H II $ME \sim 3 \cdot 10^6$ пс $\cdot$ см$^{-6}$. Из оптически наблюдаемых наиболее ярка туманность Ориона ($ME \sim 3 \cdot 10^6$пс $\cdot$ см$^{-6}$). У туманностей средней яркости $ME \sim 1000$—$10\,000$ пс $\cdot$ см$^{-6}$. Изучать туманности с $ME \leqslant 100$ пс $\cdot$ см$^{-6}$ очень трудно из-за фонового флуоресцентного излучения верхней атмосферы Земли. Поскольку, как пишет Мецгер (1978), заметная часть горячих звезд находится вне ярких областей H II, следует ожидать наличия множества зон ионизованного водорода низкой поверхностной яркости. Наблюдая линию H_α водорода, аспирант ГАИШ В. Ф. Жидков в 1970, 1971 гг. установил их существование в диске Галактики. Слабое излучение обнаружено и от областей вне галактической плоскости, например от ряда высокоширотных облаков H I. П. В. Щеглов и его

ученики — В. К. Голев и Г. А. Аитова в 1975—1976 гг. в ГАИШ показали существование очень слабой ($ME \approx$ ≈ 2 пс $\cdot$ см$^{-6}$) эмиссии H_α и H_β из области неба, близкой к соседней галактике — туманности Андромеды, во всем диапазоне лучевых скоростей от 0 до -300 км/с. Происхождение излучения пока неясно. Возможно, оно связано с газовым мостом между Галактикой и туманностью Андромеды.

Заметим, что зоны ионизованного водорода существуют не только вокруг горячих звезд, но и около более холодных звезд поздних спектральных классов, однако размеры их очень малы. Зона H II вокруг Солнца простирается лишь на несколько астрономических единиц (1 а. е. $\approx$ $\approx 1{,}5 \cdot 10^{13}$ см — среднее расстояние Земли от Солнца) $\sim 10^{14}$ см, т. е. целиком укладывается внутри планетной системы. Ее подробно исследовали В. Г. Курт и М. С. Бургин совместно с французскими коллегами.

Как указано в § 2, Солнце движется относительно межзвездного газа со скоростью около 20 км/с (явление межзвездного ветра). Межпланетные магнитные поля не пускают внутрь Солнечной системы ионы, но нейтральные атомы беспрепятственно проникают в нее и перемещаются под действием сил тяготения и светового давления по гиперболическим траекториям. Межзвездные атомы водорода, подлетая к Солнцу, рассеивают излучение солнечной линии L_α, создавая поле диффузного излучения в линии, изучение которого позволяет восстановить распределение нейтральных атомов межзвездного происхождения внутри Солнечной системы. Приближаясь к Солнцу, эти атомы ионизуются как солнечным ультрафиолетовым излучением, так и при реакциях перезарядки с ионами солнечного ветра, и перестают рассеивать линию L_α. Анализ показал, что со стороны, откуда «дует» межзвездный ветер, нейтральный водород ионизуется на расстоянии 5 а. е.

В отличие от стационарных зон H II вокруг ярких горячих звезд, где каждый атом успевает за время их существования несколько раз рекомбинировать и снова ионизоваться, в зоне H II вокруг Солнца атомы проскакивают область ионизации так быстро, что они ионизуются около Солнца и улетают от него, не успев рекомбинировать. Таким образом, в направлении, куда «дует» межзвездный ветер, создается коридор ионизованных атомов. Размеры зоны H II в этом направлении ограничива-

ются тем, что образовавшийся тоннель замывается проникновением в него со всех сторон нейтральных атомов межзвездной среды за счет тепловых движений. Зона H II вокруг Солнца в своей хвостовой части тянется на расстояние порядка 20 а. е. Восстановленная из наблюдений рассеянного L_α-излучения форма этой зоны позволила установить температуру межзвездного газа в непосредственной окрестности Солнечной системы, а по интенсивности рассеянного излучения можно получать концентрацию водорода (см. § 2). Аналогичным образом удается исследовать и межзвездные атомы гелия. Область He II вокруг Солнца имеет размеры 0,3—0,5 а. е.

Изучение межзвездных туманностей показывает существование в них многочисленных и разнообразных

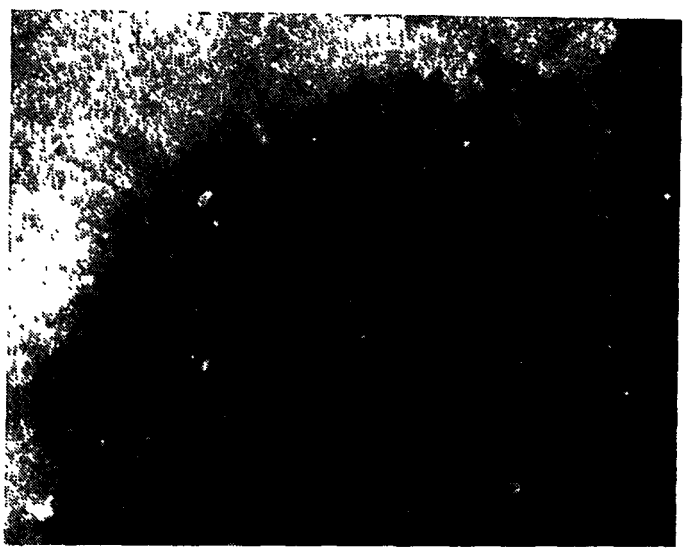


Рис. 80. Фрагмент планетарной туманности «Улитка» (NGC 7293) в созвездии Водолея. Справа внизу — центральная звезда. Видны многочисленные неоднородности в виде радиально расположенных волокон.

мелкомасштабных неоднородностей. В ряде случаев они просто видны (см. рис. 76 и рис. 80), в других — выявляются из анализа данных. Так, например, наблюдения туманности Ориона показали, что значения N_e, определенные по радиоизлучению и по чувствительным к плотности запрещенным оптическим спектральным линиям,

дают существенно разные результаты. С. Б. Пикельнер (ГАИШ) совместно с Р. Л. Сороченко (ФИАН) в 1973 г. установили, что причина различия состоит в том, что в туманности Ориона имеются мелкие сгустки с $N_e \approx \approx 10^4$ см$^{-3}$. При этом оптические линии дают информацию о средней по лучу зрения концентрации $\overline{N}_e$, определяемой в основном веществом между сгустками, а радиоизлучение позволяет найти из меры эмиссии величину $(\overline{N_e^2})^{1/2}$, зависящую главным образом от плотности сгустков.

Неоднородности плотности туманности Ориона являются причиной еще одного эффекта. Теория штарковского уширения рекомбинационных радиолиний показывает, что при $(\overline{N_e^2})^{1/2}$, выведенном из радионаблюдений, радиолинии с номерами $n \approx 200$ должны быть сильно расширены. Наблюдения этого не подтвердили. С. А. Гуляев и Р. Л. Сороченко в 1974 г. показали, что причина расхождения в том, что в плотных сгустках радиолинии замываются эффектом Штарка и не видны, а наблюдаемые линии возникают в менее плотных областях туманности, где штарковское уширение мало.

Происхождение неоднородностей бывает самым различным. С. Б. Пикельнер в 1973 г. показал, что описанные неоднородности в областях H II связаны со звездным ветром — потоком быстрых заряженных частиц, ускоренных в верхней атмосфере звезды. Поток частиц звездного ветра, ударяясь о неподвижный газ, образует ударную волну. Если газ имел хотя бы небольшие неоднородности плотности, ударная волна, движущаяся медленнее в более плотном газе, будет обжимать такие сгустки, уплотняя их. В результате возникнут тонкие волокна, плотность которых определяется только давлением газа за фронтом ударной волны, т. е. скоростью звездного ветра. Ударные волны от звездного ветра в зонах H II удается наблюдать и непосредственно. Впервые это сделал П. В. Щеглов в 1958—1963 гг., наблюдавший с помощью высококонтрастного эталона Фабри — Перо высокие (порядка 50—100 км/с) скорости движения газа в центральных областях некоторых зон H II. Ту же природу имеют, видимо, и изображенные на рис. 80 неоднородности в планетарных туманностях (Пикельнер (1974)).

Другие типы неоднородностей — темные точки (глобулы), темные полосы («слоновьи хоботы») и светлые

ободки вокруг них в зонах H II (см. рис. 76, *в*) связаны с обтеканием и обжатием существовавших до возникновения этих областей неоднородностей плотности ионизационным фронтом — линией раздела нейтрального и ионизованного газа, движущейся по нейтральному газу. Из-за разницы давлений в горячем ионизованном и холодном нейтральном газах ионизационный фронт вызывает гидродинамические движения вещества. Еще одним источником флуктуаций плотности в туманностях может быть турбулентность, если скорости турбулентных движений близки или превосходят звуковые (Пикельнер, (1954)).

Особый тип неоднородностей крупных зон H II — кометарные туманности (см. рис. 76, *б*) — подробно исследовал в ГАИШ в конце 50-х годов Э. А. Дибай. Каждая кометарная туманность, напоминающая своим видом комету, обычно является отражательной туманностью, подсвеченной молодой звездой, находящейся в ее голове. Такая форма может возникать при рождении звезды в крупной глобуле, расположенной в зоне H II, стимулированном внешним давлением (Э. А. Дибай (1958)). Имеется в виду влияние на холодный сгусток (глобулу) давления нагретого газа области H II, которое много выше, чем в холодном веществе. Нагретый газ обжимает глобулу (в основном со стороны, обращенной к центру зоны H II), что повышает давление и облегчает тем самым развитие гравитационной неустойчивости, приводящей к рождению звезды. Звезда, подсвечивая газ и пыль бывшей глобулы, создает туманность с характерным внешним видом, напоминающим комету,— кометарную туманность. Обычно к этому моменту зона H II, породившая туманность, гаснет вслед за массивной горячей звездой, поддерживавшей существование зоны. В последние годы идея о стимулировании внешним воздействием формирования звезд получила широкую популярность при рассмотрении процессов, протекающих в очагах звездообразования.

Большое количество неоднородностей имеется в остатках сверхновых звезд. Одна из первых удачных попыток объяснить происхождение некоторых из них была сделана С. Б. Пикельнером еще в 1954 г., когда он указал, что яркие волокна могут быть пересечением ударных фронтов, движущихся под углом друг к другу. Убедительный довод в пользу существования мелкомасштабных уплотнений в межзвездной среде перед ударной волной был получен в 1975 г. К. В. Бычковым и С. Б. Пикельнером.

Они показали, что это единственный способ объяснения значительного отличия скорости движения оптических волокон остатков сверхновых звезд (изученных в ходе более чем десятилетней серии оптических наблюдений, выполненных в ГАИШ главным образом Т. А. Лозинской; см. гл. II) от истинной скорости движения фронта ударной волны, однозначно связанной с полученной из рентгеновских данных температурой газа за фронтом. Как известно, за фронтом сильной ударной волны кинетическая энергия упорядоченного движения переходит в тепловую, что вызывает нагрев газа до температур, соответствующих тепловому рентгеновскому излучению, и однозначную связь этой энергии со скоростью движения фронта. Природа неоднородностей межзвездного газа перед фронтом ударной волны пока неясна, но, поскольку мелкие уплотнения в межзвездной среде быстро рассасываются, существующие неоднородности должна подготавливать себе сама сверхновая — либо при разбиении на сгустки газа, сброшенного сверхновой еще до ее взрыва (последствия неизученных пока процессов в звездах на стадии эволюции, непосредственно предшествующей взрыву ее как сверхновой звезды), либо за счет фрагментации межзвездного газа под действием тепловой неустойчивости в поле ультрафиолетового и рентгеновского излучения, генерируемого горячим газом за фронтом ударной волны самой сверхновой.

Похож по многим признакам на остатки сверхновых звезд другой тип туманностей, также изучаемых в ГАИШ Т. А. Лозинской с 1968 г. Речь идет о волокнистых туманностях вокруг массивных горячих гелиевых звезд, интенсивно теряющих массу,— звезд типа Вольфа — Райе (рис. 76, *е*), природа которых связана с воздействием на межзвездный газ мощного звездного ветра от этих звезд (скорость >1000 см/с, поток вещества $\sim 10^{-5}$ $\mathfrak{M}_\odot$/год). В туманностях такого типа видны многочисленные волокна с большими лучевыми скоростями (порядка 100 км/с), но не наблюдается нетепловое радиоизлучение, очень характерное для остатков сверхновых звезд.

Отражательные туманности, хорошо изученные, например, в звездном скоплении Плеяды (см. рис. 76, *а*), также обладают волокнистой структурой — имеются группы тонких (порядка 0,01 пс) волокон, почти параллельных друг другу. Происхождение такой структуры исследовал аспирант С. Б. Пикельнера Б. П. Артамонов

(ГАИШ) в 1969 г. Возникает она под действием так называемой желобковой неустойчивости — неустойчивости типа Рэлея — Тейлора, которая в данном случае наступает в скрещенных магнитных полях Галактики и газопылевого облака.

§ 4. Области H I межзвездной среды

Межзвездная среда вне ярких эмиссионных туманностей, внутри которых поглощаются все жесткие ультрафиолетовые кванты, способные ионизовать водород, состоит из нейтрального водорода. Наблюдать ее труднее, чем зоны H II. Основные методы исследования — изучение межзвездного поглощения (большой вклад в эту работу внес ряд сотрудников ГАИШ) и поляризации света, дающие информацию о межзвездной пыли и ориентации магнитных полей; межзвездные линии поглощения в спектрах звезд (см. рис. 71), с помощью которых изучается состав вещества среды, распределение в пространстве, состояние ионизации, иногда температура; радиолиния водорода 21 см.

До обнаружения в начале 70-х годов в плотных межзвездных облаках большого количества молекулярного водорода (H_2), составляющего основную часть массы этих облаков, области нейтрального водорода отождествлялись с областями H I — атомарного неионизованного водорода. Теперь молекулярные облака рассматривают, как правило, отдельно от областей H I, поскольку условия и физические процессы в них существенно различны. Вместе с H I обычно рассматривают обнаруженные недавно области разреженного горячего газа в Галактике. Так же будет сделано и в данном параграфе.

Наблюдения еще 30-х годов показали, что в областях H I основная масса вещества собрана в межзвездные облака, занимающие небольшую часть объема среды. Для понимания свойств межзвездной среды и процессов в ней важно было понять причину разбиения среды на отдельные облака, а также механизмы, поддерживающие тепловое и ионизационное состояния газа. Эддингтон в 1926 г. показал, что в силу низких плотности и прозрачности межзвездной среды для большинства видов излучений, тепловое и ионизационное состояния ее необходимо рассчитывать, учитывая объемные механизмы нагрева и охлаждения, тогда как в случае более конденсированных

непрозрачных сред обмен энергии происходит преимущественно в результате поверхностных процессов типа теплопроводности.

Из всего спектра фонового электромагнитного излучения в Галактике наибольшее влияние на состояние газа и пыли оказывает ультрафиолетовое излучение звезд с $\lambda > 912$ Å. Фотоны с $\lambda < 912$ Å поглощаются внутри зон H II, расходуясь на поддержание высокой степени ионизации водорода в них несмотря на постоянно происходящую в этих зонах рекомбинацию — соединение электронов с ионами и образование нейтральных атомов (Стрёмгрен (1939)). Кванты с $\lambda > 912$ Å, попадающие в области H I, нагревают среду, поглощаясь пылинками (Эддингтон (1926)) и «донорными» элементами — элементами с потенциалами ионизации, меньшими, чем у водорода,— C, Si, S, Fe и др. (Спитцер (1948, 1949)). Охлаждение происходит при испускании инфракрасного излучения некоторыми атомами и ионами тяжелых элементов, т. е. за счет переходов, которые могут быть возбуждены при столкновениях в условиях холодной среды. В силу разреженности газа большинство актов возбуждения приводит к испусканию фотонов, свободно покидающих рассматриваемую область. Учет только межзвездного поля излучения с $\lambda > 912$ Å привел к представлению о низкой степени ионизации среды ($N_e/N \approx N(\mathrm{C})/N(\mathrm{H}) \approx 2 \cdot 10^{-4}$) и температуре $T \approx 15$ К (Спитцер (1949)).

Принципиально важным шагом вперед стало открытие в 1951 г. межзвездной линии атомарного водорода $\lambda \approx \approx 21$ см, последовавшее за выполненными в ГАИШ расчетами И. С. Шкловского (1949) вероятности радиационного перехода и вытекающей отсюда большой интенсивности линии*). Эта линия испускается при переходе между подуровнями основного уровня атома водорода, на котором находятся практически все атомы. Наблюдения линии 21 см позволили изучить крупномасштабную и тонкую структуру областей H I — распределение атомов водорода в Галактике и других галактиках, плотность и температуру межзвездных облаков, их строение, движения, вращение галактик.

---

*) Впервые на эту линию обратил внимание Ван де Хюлст в 1946 г. Подробнее об этом см. в книге И. С. Шкловского (1956).

Наблюдения показали, что среднее значение температуры облаков составляет примерно 70° К. Вскоре другими методами было установлено, что в областях H I водород должен быть частично ионизован. Столкновениями облаков друг с другом объяснить их нагрев до наблюдаемой температуры не удалось (Филд и др. (1968)).

Решение проблем теплового и ионизованного состояний межзвездного газа было найдено в ГАИШ С. Б. Пикельнером (1967). Он показал, что разбиение среды на облака и частичная ионизация водорода естественно объясняются нагревом среды мягкими космическими лучами (субкосмическими лучами): субкосмические лучи нагревают среду и одновременно ионизуют атомы и прежде всего самые обильные атомы — атомы водорода. Возникновение межзвездных облаков связано с определенным видом уравнения состояния межзвездного газа в поле проникающей радиации. При фиксированном потоке ионизующего излучения уравнение состояния, т. е. зависимость давления $p = NkT$ (где k — постоянная Больцмана) от концентрации N, можно рассчитать, решив уравнения теплового и ионизационного равновесия при различных N. Зависимость $T(N)$ определяется тем, что в уравнении теплового равновесия $\Gamma = \Lambda$ охлаждение межзвездного газа происходит за счет бинарных процессов возбуждения атомов и ионов ударами частиц, т. е. объемный коэффициент охлаждения среды $\Lambda(N, T)$ пропорционален квадрату плотности среды, а объемная скорость нагрева $\Gamma(N, T)$ пропорциональна первой степени N. В условиях межзвездной среды Γ зависит от T весьма слабо (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 87, где дано $\gamma \sim \Gamma$). Зависимость $\Lambda(T)$ довольно сложна (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 90). При низких температурах $T \approx 100$ К доминирует охлаждение при возбуждении инфракрасных спектральных линий. При $T \approx 10^3$—10^4 К могут возбуждаться некоторые оптические переходы, а при $T = (1—2) \cdot 10^4$ К доминирует охлаждение излучением линии L_α водорода. Более горячий газ остывает, излучая ультрафиолетовые линии спектров различных ионов тяжелых элементов и при тормозном излучении ($T \gtrsim 10^6$ К). В очень горячей среде (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 90, *а*) существенным может оказаться охлаждение на пыли (Острайкер и Силк (1973)), а также рождение электронно-позитронных пар (Г. С. Бисноватый-Коган и др. (1971)). Однако столь высокие температуры нас в данное время

интересовать не будут (подробнее см. Н. Г. Бочкарев (1979)).

Вид зависимости $T(N)$ для параметров, типичных в областях H I, показан на рис. 81 (кривые T). Соответствующая ей зависимость $p(N)$ подобна уравнению состояния Ван-дер-Ваальса для неидеального газа, т. е. имеет минимум и максимум (см. рис. 81, кривые p).

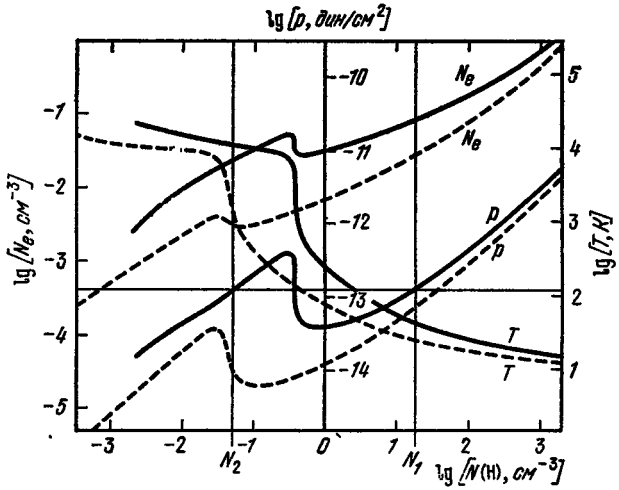


Рис. 81. Зависимость давления p, температуры T и концентрации электронов N_e от концентрации водорода N(H) в разреженном газе, нагреваемом субкосмическими лучами (сплошные кривые) и мягким рентгеновским излучением (пунктир) (Н. Г. Бочкарев (1972)).

В некотором диапазоне давлений, соответствующем давлению в областях H I спиральных ветвей Галактики, равные давления могут возникать при трех значениях концентрации частиц (или плотности) в среде N. Среднее состояние неустойчиво, и газ, находящийся в нем, за время порядка 10^6 лет перейдет в состояние с большей (N_1) или меньшей (N_2) концентрацией. В результате межзвездная среда разбивается на области с $N_1 \approx 10$ см$^{-3}$ и $N_2 \approx 0{,}1$ см$^{-3}$. Концентрация электронов N_e показана на рис. 81 (кривые N_e).

В межзвездном газе успевает установиться равенство давлений в разных точках среды. Так как $p = NkT$, то при наличии сгущений с $N_1 \approx 10$ см$^{-3}$ и $T_1 \approx 100$ К (облака) между ними при $N_2 \approx 0{,}1$ см$^{-3}$ должна установиться $T_2 \approx 10\,000$ К (см. кривую T на рис. 81). Причина, по-

рождающая описанный процесс разбиения на две термически устойчивые фазы, называется тепловой неустойчивостью. Именно она и ответственна за то, что в областях H I существуют облака и межоблачная среда.

В случае изотерм Ван-дер-Ваальса имеется лишь одно значение давления, при котором возможно стационарное равновесие между жидкостью и паром. Как показали Я. Б. Зельдович и С. Б. Пикельнер (1969) и Пенстон и Браун (1969), для межзвездных облаков также существует лишь одно значение давления, при котором облака и межоблачная среда могут сосуществовать друг с другом в неизменной пропорции неограниченно долго. Однако, если давление отличается от равновесного, обмен веществом между ними осуществляется при медленном процессе испарения или конденсации через поверхность раздела фаз, т. е. при переходе элементов газа с поверхности облаков в более разреженную и горячую межоблачную среду или наоборот, так что равновесное давление может быть достигнуто в условиях Галактики за 10^8 лет. При вращении вокруг центра Галактики элементы газа быстрее, чем за 10^8 лет, успеют выйти из спиральной ветви, где в основном и способны существовать межзвездные облака. Таким образом, полностью стационарное состояние установиться не успевает, и следует ожидать наличия облаков во всем диапазоне давлений, при которых может существовать тепловая неустойчивость, т. е. во всем диапазоне немонотонности зависимости $p(N)$ газа в областях H I.

Когда облака при движении вокруг центра галактики выходят из рукавов в область пониженной плотности между рукавами, они либо испаряются, либо значительно расширяются и становятся горячее. Наблюдать такие облака очень трудно. В 1970 г. С. Б. Пикельнер показал, что в спиральных галактиках такие облака существуют. Действительно, на внутренних сторонах спиральных ветвей часто видны так называемые «перья» — темные полоски, расположенные почти поперек рукава. Согласно исследованию С. Б. Пикельнера возникают они за счет того, что межзвездные облака, сохранившиеся в пространстве между спиральными ветвями, по инерции глубоко внедряются в спиральный рукав (рис. 82, *а*), оставляя за собой области разряжения, которые и видны в виде перьев. Недавно облака H I между рукавами Галактики удалось непосредственно наблюдать в линии 21 см (И. В. Го-

сачинский, И. А. Рахимов (1978)). Между спиральными ветвями, по-видимому, существуют также открытые недавно гигантские молекулярные облака, описанные в § 2.

Для рассмотренной выше концепции происхождения межзвездных облаков одним из существенных является вопрос о происхождении проникающего излучения. Поток субкосмических лучей в межзвездной среде определить из

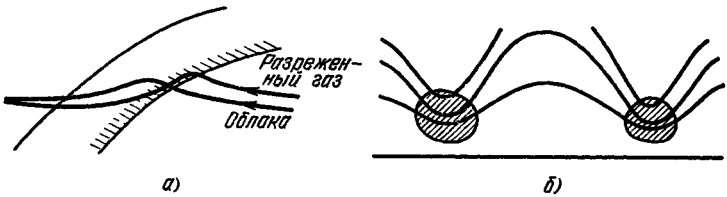


Рис. 82. Траектории движения элементов газа и газовых облаков в спиральном рукаве галактики (штриховкой показана спиральная ударная волна) (*а*) и неустойчивость Рэлея — Тейлора для концентрации газа в гравитационном поле звезд диска галактики (*б*). Показаны сгустки газа в магнитных ямах. Линии — силовые линии магнитного поля; горизонтальная черта — плоскость галактики.

наблюдений до сих пор не удается, так как частицы низких энергий с трудом проникают извне в Солнечную систему — этому препятствуют межпланетные магнитные поля. Поэтому поток субкосмических лучей приходится принимать таким, какой требуется для нагрева облаков. Величина необходимого потока, видимо, не противоречит другим данным наблюдений, если максимум в спектре субкосмических лучей приходится на 1—5 МэВ/нуклон. Мощность источников субкосмических лучей должна быть велика в масштабах Галактики. Единой точки зрения по поводу их происхождения пока нет. Спитцер и Томаско (1968) предположили, что энергия может поставляться при выходе в межзвездную среду значительной доли частиц из быстро расширяющихся оболочек сверхновых звезд, но не предложили механизма такого выхода.

В 1969 г. С. Б. Пикельнер (ГАИШ) и В. Н. Цытович (ФИАН) показали, что субкосмические лучи должны генерироваться плазменной турбулентностью (ленгмюровскими волнами) в отдельных активных областях Галактики — оболочках сверхновых звезд, центре Галактики и др. Эффективность ускорения частиц плазменной турбулентностью очень велика, так что бо́льшая часть энергии ленгмюровских волн может быть превращена в субкосми-

ческие лучи. Коэффициент переработки энергии взрывных процессов в субкосмические лучи может достигать при этом 1%. Однако этого недостаточно для нагрева среды.

Сразу после открытия в 1968—1969 гг. некоторого избытка мягких рентгеновских лучей в Галактике ($h\nu < 1$ кэВ) по сравнению с ожидаемым при экстраполяции из области спектра фонового излучения $h\nu > 1$ кэВ появились работы (Р. А. Сюняев (1969), Силк и Вернер (1969)), учитывающие влияние мягкого рентгеновского излучения на межзвездную среду. Более подробные расчеты, выполненные в ГАИШ Н. Г. Бочкаревым (1972, 1973) и Г. К. Бейсековой с Н. Г. Бочкаревым (1973) показали, что наблюдаемого потока мягких рентгеновских лучей явно недостаточно для поддержания температуры и ионизации облаков на наблюдаемом уровне (см. пунктирные линии на рис. 81), и надо добавить еще какие-либо источники излучения, например жесткого ультрафиолетового излучения. Кроме того, оказалось, что в предположении нагрева мягкими рентгеновскими лучами труднее согласовать между собой данные о средней плотности облаков, средней плотности всей межзвездной среды и средней концентрации электронов в ней, чем в предположении нагрева субкосмическими лучами. Было также указано на необходимость учета нестационарных процессов в межзвездной среде.

Впоследствии Н. Г. Бочкарев (1974, 1979) подробно рассмотрел вопрос о разбиении среды на термически устойчивые фазы при различных источниках нагрева и ионизации, охватив весь допустимый интервал температур до максимально возможных. Он установил, что при нагреве среды излучением, содержащим мягкие рентгеновские лучи, но лишенным ультрафиолета, могут установиться весьма своеобразные ионизационные состояния (например, возможно сосуществование нейтральных атомов H I с водородоподобными ионами кислорода O VIII в одной точке пространства), быть может, ответственные за некоторые явления вблизи источников рентгеновских лучей, а также в межзвездном газе ядер сейфертовских галактик и квазаров.

Итак, проблема источников нагрева основного объема областей H I межзвездной среды в Галактике до сих пор остается нерешенной. По-видимому, нет одного доминирующего источника нагрева, и надо учитывать множество процессов как стационарных, включая описанные выше,

а также нагрев среды электронами, освобожденными при фотоионизации пылинок значительным по величине (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 98) потоком фонового ультрафиолетового излучения с $\lambda > 912$ Å (Йонг (1977), Щекинов (1979)), так и нестационарных, причем роль последних, возможно, преобладает.

Необходимость учета нестационарных процессов диктуется новыми данными наблюдений. К числу их относится уверенное обнаружение газа с температурами 300—5000 К, т. е. в области тепловой неустойчивости. Однако более существенным фактом, показывающим неполноту описанной выше стационарной двухфазной модели межзвездной среды, было обнаружение на спутнике «Коперник» ультрафиолетовых межзвездных линий поглощения (см. рис. 71), принадлежащих высоким стадиям ионизации элементов (Дженкинс и Мелой (1974), Йорк (1974)). Для образования этих ионов нужна температура порядка $5 \cdot 10^5$ К (Йорк (1974)) или значительный поток мягкого рентгеновского излучения (Н. Г. Бочкарев (1979)). Последняя возможность, впрочем, маловероятна.

В межзвездной среде постоянно происходят процессы, выводящие ее из равновесного состояния. Сюда относятся столкновения облаков друг с другом, прохождение газа через спиральные рукава галактики, возгорание О-звезд, но, видимо, наиболее важны для структуры областей H I вспышки сверхновых звезд. Уже упоминалось, что сверхновые звезды могут быть источником большого количества субкосмических лучей, что, как указывал Н. Г. Бочкарев (1972), должно приводить к появлению нестационарных (так называемых реликтовых) разреженных протяженных зон H II с низкой поверхностной яркостью вокруг остатков сверхновых.

Наиболее важный эффект вспышек сверхновых звезд связан с тем, что после расширения остатка сверхновой внутри него остается горячий газ ($T \geqslant 10^6$ К) низкой плотности ($N \leqslant 10^{-2}$ см$^{-3}$), время остывания которого порядка 10^6 лет. Размеры очень старых остатков составляют 30—50 пс. Сверхновые звезды в галактике типа нашей вспыхивают 1 раз в 10—100 лет (например, согласно недавней оценке частоты вспышек в Галактике, выполненной в ГАИШ Т. А. Лозинской, 1 раз в 10—15 лет). Тогда получается, что прежде чем горячий газ внутри возникшей в межзвездной среде полости остынет, рядом вспыхнет другая сверхновая звезда. Когда ударная волна

от нее достигнет границы полости, волна быстро распространится по разреженному газу, восстановив в нем высокую температуру. Такой процесс смыкания каверн, впервые рассмотренный Коксом и Смитом (1974), приводит к появлению описанных в § 2 коридоров горячего газа, занимающих около половины объема межзвездной среды.

Расположенный вблизи Солнечной системы коридор горячего газа, по-видимому, связан с давно наблюдаемым в радиодиапазоне Северным полярным отрогом, называемым часто шпуром (от английского слова spur) — протяженной радиоструктурой, тянущейся высоко над плоскостью Галактики. Еще в 1971 г. Е. К. Шеффер и И. С. Шкловский в ГАИШ обосновали его связь со взрывом сверхновой звезды. Проведенные после этого наблюдения рентгеновских линий излучения убедительно свидетельствуют в пользу такой связи.

Жесткое ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское излучения горячих коридоров подогревают и ионизуют газ на много парсек вокруг них, создавая теплые области межзвездного газа с температурами 300—5000 К.

Полная ионизация водорода в коридорах дополнительно поддерживается жестким ультрафиолетовым излучением тех звезд спектральных классов O и B, которые расположены вне ярких зон H I. Таких звезд немало: по оценке Мецгера (1978) количество ультрафиолетового излучения от них примерно соответствует интенсивности излучения 1300 звезд класса O6. Их ультрафиолетовое излучение должно создавать вокруг коридоров горячего газа диффузные области H II с низкой поверхностной яркостью. Эти области действительно наблюдаются (см. § 3).

Таким образом возникают те структурные элементы (фазы) межзвездной среды, которые представлены в верхней половине табл. 12. Еще раз отметим, что четкого разграничения между ними не существует. Во всех описанных фазах, кроме разреженных зон H II, средняя концентрация электронов меньше средней по диску Галактики $\overline{N}_e \approx 0{,}03$ см$^{-3}$, а в разреженных зонах H II $N_e > 0{,}03$ см$^{-3}$. Этим объясняется сильная клочковатость в распределении электронов в межзвездной среде $\overline{N_e^2}/(\overline{N_e})^2 \approx 8$ (Мецгер (1978)).

Изложенное выше приводит, хотя и к стационарной в среднем, но нестационарной в каждом данном месте

и весьма сложной картине межзвездной среды, впервые подробно описанной Мак Ки и Острайкером (1977).

В заключении добавим, что в тех горячих коридорах, которые сомкнулись с гало Галактики, ударные волны от последующих сверхновых звезд могут выносить газ в гало и нагревать его до температуры порядка 10^6 К, создавая галактический ветер — поток газа от галактик в межгалактическую среду. Большую роль в создании галактического ветра играют также сверхновые сферической составляющей галактик. Возможно, что этот механизм ответствен за существование во всех крупных скоплениях галактик наблюдаемого по рентгеновскому излучению горячего ($T \sim 10^8$ К) разреженного ($N \sim 10^{-3}$ см$^{-3}$) межгалактического газа с химическим составом, близким к солнечному.

Если наряду с таким горячим газом в скоплениях есть и более холодный газ, испускающий главным образом жесткое ультрафиолетовое излучение в диапазоне 912—100 Å, которое невозможно наблюдать из диска Галактики вследствие его поглощения межзвездным водородом, то это излучение должно создавать во внешних частях галактик аналог зон H II, но расположенных снаружи от областей нейтрального газа. Впервые это явление рассмотрел Р. А. Сюняев (1969), а затем подробнее Н. Г. Бочкарев (ГАИШ) и Р. А. Сюняев (ИКИ) в 1977 г. Сопоставление теоретических расчетов ионизации водорода фоновым ультрафиолетовым излучением с наблюдаемым распределением H I во внешних частях галактик позволило им установить верхний предел для количества фонового ультрафиолетового излучения. Этот предел показал, что газа с умеренной температурой в скоплении галактик относительно немного.

§ 5. Газо-пылевые комплексы, межзвездные молекулы и звездообразование

В конце 60-х годов удалось понять в основных чертах природу спирального узора галактик (Лин, Шу (1964), Лин и др. (1969), Тумре (1969)). Оказалось, что звезды галактического диска можно рассматривать как бесстолкновительный газ, в котором аналогом упругих сил являются силы Кориолиса, действующие на звезду, обладающую пекулярной скоростью, т. е. на всякую звезду с

ненулевой разностью между ее мгновенной скоростью и скоростью регулярного кругового вращения вокруг центра галактики в месте, где она расположена. За счет сил Кориолиса пекулярная компонента скорости непрерывно изменяет направление, из-за чего на регулярное движение звезды вокруг центра галактики накладывается эпициклическое круговое вращение с малым радиусом. В результате попытка «надавить» на звездный газ с тем, чтобы, например, оттолкнуть его элемент от центра Галактики (иначе говоря, сообщение звездам пекулярной скорости), приводит к тому, что через половину эпициклического периода этот элемент звездного газа «надавит» на тот «поршень», который оттолкнул его от себя. Таким образом, в бесстолкновительном вращающемся звездном газе имеется аналог сил упругости и в нем, как и во всякой упругой среде, могут распространяться волны сжатия и разрежения, аналогичные звуковым волнам.

Анализ показывает*), что в дифференциально вращающемся звездном диске такие волны распространяются в виде спиралей, движущихся в ту же сторону, что и звезды; однако, несмотря на дифференциальный характер вращения звездного диска, спиральный узор совершает твердотельное движение, т. е. не изменяет свою форму. Спиральный узор может существовать не во всем диске, а лишь в некотором, обычно достаточно широком кольце. В большей части области существования спиралей орбитальные скорости звезд больше скорости движения спирального узора. Внутри спиральной волны повышена плотность звезд, а следовательно, и гравитационный потенциал.

Вопрос об источниках энергии генерации спиральных волн плотности остается пока дискуссионным: имеется несколько возможных источников генерации, вклад которых в наблюдаемую картину неизвестен. Развивается также картина нелинейных солитонных волн (В. Л. Поляченко, А. А. Фридман (1977)), в которой спиральная структура может длительное время существовать вообще без источников энергии. Однако сам факт присутствия в Галактике спиральных волн плотности не вызывает сомнения, поскольку он подтвержден надежными наблюдениями. Действительно, детальное изучение кинематики

---

*) См., например, В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев (1977), В. Л. Поляченко, А. А. Фридман (1977).

звезд Галактики, выполненное в 1978—1980 гг. Е. Д. Павловской (ГАИШ) совместно с А. А. Сучковым (РГУ), показало, что в Галактике есть спиральные волны звездной плотности и, кроме того, позволило установить параметры этих волн. Изучение кинематики движения межзвездного газа в Галактике, выполненное по линии водорода с длиной волны 21 см, также подтверждает увеличение гравитационного потенциала внутри спиральных ветвей Галактики (см., например, Бертон (1976)). Наблюдения показали, что гравитационный потенциал в спиральных волнах лишь на 17% больше, чем в соседних участках звездного диска (Е. Д. Павловская, А. А. Сучков (1980)). Однако этого вполне достаточно, чтобы вызвать очень важные следствия.

В дисках S-галактик помимо звезд имеется межзвездный газ, составляющий несколько процентов массы галактики (см. § 2). Этот газ движется вместе со звездами вокруг центра галактики. В основной части области существования спиральных волн скорость движения его больше скорости спиральной волны, поэтому газовые элементы, как и звезды, входят в спиральную волну с одного его края и через некоторое время выходят с другого. В Галактике и, видимо, практически во всех S-галактиках, как следует из выполненного в ГАИШ исследования И. И. Паши и Ф. А. Цицина (1979), спирали являются закручивающимися, т. е. всюду, за исключением, быть может, самых внешних частей спирального узора, газ входит с внутреннего края спирали (см. рис. 82, *а*). В отличие от звезд газ, попадая в спиральную волну, сталкивается с тем газом, который уже скопился в образованной ею потенциальной яме. В большей части области существования спиральных волн скорость внедрения газа в спиральную волну выше скорости звука в межзвездном газе, и поэтому на внутреннем крае спирального рукава возникает ударная волна. На фронте ударной волны газ уплотняется и интенсивно высвечивает тепловую энергию (чем плотнее газ, тем интенсивнее идет объемное охлаждение, см. § 4). Остывающий газ под напором следующих порций вещества сжимается. В результате в галактике даже с относительно слабой волной плотности появляется спиральная ударная волна, уплотняющая газ более чем в 10 раз. В сжатой среде возникают условия тепловой неустойчивости (см. § 4), и вся она переходит в более плотную из двух возможных терми-

чески устойчивых фаз. Поскольку вместе с газом в ударную волну попадает и пыль, в спиральных ветвях образуются поглощающие свет гигантские газо-пылевые комплексы.

Другой механизм формирования крупных газо-пылевых комплексов был подробно рассмотрен в ГАИШ С. Б. Пикельнером в 1970 г. Связан он с крупномасштабной неустойчивостью газового диска Галактики типа Рэлея — Тейлора — Паркера. Силовые линии галактического магнитного поля, пронизывающие межзвездный газ, расположены в основном параллельно плоскости Галактики (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 77). То же, вероятно, имеет место и в других галактиках. Межзвездный газ притягивается звездами к галактической плоскости, а давление магнитного поля и космических лучей действует в противоположном направлении. При этом система ведет себя аналогично тяжелой жидкости, налитой сверху на легкую. Всякое малое опускание газовых элементов приводит в силу вмороженности силовых линий магнитного поля в межзвездный газ к искривлению силовых линий. По ним, как по рельсам, под действием гравитационного притяжения звездного диска в образовавшееся углубление устремляются новые порции газа. Нагрузка на силовые линии в углублении увеличивается, они прогибаются дальше, приводя в конечном счете к накоплению газа в отдельных магнитных ямах (см. рис. 82, *б*). Это и есть проявление неустойчивости Рэлея — Тейлора для газовых дисков галактик, подробно изученное с динамической точки зрения Паркером и Лерчем (см., например, Паркер (1972)) и с астрофизической стороны в ГАИШ С. Б. Пикельнером (1970).

Время формирования таких магнитных ям — десятки миллионов лет. Характерный масштаб неустойчивости — порядка нескольких толщин газового слоя и, видимо, равен 0,5—1,5 кпс. Из больших областей газ не может собраться в одну магнитную яму, так как этому препятствуют силы Кориолиса. Другим обстоятельством, способным, видимо, затормозить развитие неустойчивости Рэлея — Тейлора, является внешнее давление горячего межгалактического газа (А. В. Засов (1978)). Поэтому неустойчивость может не развиться, если галактика находится близко от центра плотного скопления галактик.

До недавнего времени изучать состояние газа внутри газо-пылевых комплексов не представлялось возможным

из-за сильного межзвездного поглощения света пылью, ослабляющей оптическое излучение в тысячи и миллионы раз. Однако инфракрасное и радиоизлучение поглощаются гораздо слабее. Радионаблюдения газовых комплексов показали, что в плотных холодных облаках имеется много разнообразных весьма сложных молекул.

Это неожиданное для астрофизиков и специалистов по химической физике обстоятельство заставило искать новые типы химических реакций, способных активно протекать в холодном разреженном газе, т. е. реакций, не подчиняющихся закону Аррениуса, и такие реакции действительно были найдены. Ими оказались ион-молекулярные реакции (Хербст и Клемперер (1973)); т. е. реакции между ионом (атомным или молекулярным) и нейтральной частицей.

Таким образом, для протекания химических реакций в межзвездной среде необходимы ионы. Их много прежде всего в средних по своим параметрам межзвездных облаках, однако поток ультрафиолетового излучения от звезд в таких облаках столь велик, что разрушает практически все молекулы, так что концентрация последних там мала. Водород оказывается преимущественно молекулярным в облаках с величиной межзвездного поглощения в оптических лучах $A_V \approx 1$, т. е. с оптической толщиной $\tau_V \approx 1$. Значительное количество других молекул может образовываться там, где велико поглощение ультрафиолетового излучения — в облаках с величиной поглощения на пыли $A_V \approx 2$—3. Мы не будем здесь рассматривать химический состав таких облаков и процессы, протекающие в них. Эти вопросы подробно освещены в обзоре Далгарно (1979).

Во внутренних частях самых плотных холодных облаков, называемых черными облаками, ультрафиолетовое излучение ослабляется в миллионы раз, что, казалось бы, должно препятствовать возникновению там сложных молекул из-за отсутствия ионизации. Но наблюдения показывают, что именно в них встречается наибольшее разнообразие молекул, а также самые сложные соединения. Причина, по-видимому, в том, что внутрь таких облаков проникает некоторое количество субкосмических лучей (с энергией $\gtrsim 100$ МэВ), создавая небольшое количество ионов. Но в результате ион-молекулярной реакции количество ионов не изменяется, а степень ионизации плотных облаков столь мала ($< 10^{-8}$), что для иона вероятность рекомбинировать много меньше, чем вступить

в ион-молекулярную реакцию; поэтому каждый ион инициирует цепочку (обычно из трех-пяти) химических реакций, прежде чем возникнет молекулярный ион с насыщенными валентными связями, и дальнейшее усложнение молекул произойти не сможет. Процессы разрушения в плотных облаках очень медленны, и молекулы в них способны накапливаться.

Некоторую трудность для этой концепции представляло то, что в холодной среде молекулы прилипают к пылинкам, а наблюдения показывают, что в газовой фазе их много. Но выяснилось, что вероятность отрыва молекул от поверхности пылинок под действием ультрафиолетовых и космических лучей в сотни раз больше вероятности их ионизации и разрушения. Этим и объясняется обилие молекул, не осевших на пылинки.

Кроме ион-молекулярных реакций молекулы могут образовываться и при реакциях на поверхности пылинок. Молекулы H_2 возникают в настоящее время только таким образом. Так же, видимо, образуются и наиболее сложные из наблюдаемых соединений.

В молекулярных облаках следующим по обилию соединением (после H_2) является монооксись углерода CO. Обладая низкорасположенными вращательными уровнями, эта молекула эффективно охлаждает облака вплоть до 4—6 К. Расчеты, проделанные Глассгольдом и Лангером (1973, 1976), показали, что учет охлаждения среды на молекулах CO и H_2O приводит к возникновению термохимической неустойчивости, в известной степени аналогичной рассмотренной в § 4 тепловой неустойчивости. В результате ее действия в молекулярных облаках обособляются наиболее холодные плотные сгустки с температурами ниже 10—12 К, концентрациями 10^4—10^6 см$^{-3}$ и массами порядка 10—100 $\mathfrak{M}_\odot$.

Обособившиеся сгустки уже вполне могут быть гравитационно связанными и могут сжиматься под действием самогравитации, образуя в конечном счете звезды. Из-за медленного ухода магнитного поля из холодных облаков (даже при $T \sim 10$ К) сжатие газа до плотности, при которой масса гравитационно связанного сгустка становится порядка массы звезды, продолжается согласно расчетам А. В. Засова (1976) очень долго (порядка 10^8 лет), но внешнее давление способно убыстрить этот процесс, что, по-видимому, имеет место в спиральных ветвях.

В центральных частях газо-пылевых комплексов в магнитных ямах, созданных неустойчивостью Рэлея — Тейлора, возникают по С. Б. Пикельнеру (1970) более протяженные холодные (до 5—6 К) образования с плотностью порядка $5 \cdot 10^5$ см$^{-3}$. Как он показал, эти области являются центрами формирования не одиночных звезд, а гравитационно связанных звездных скоплений. Плотное центральное газовое ядро окружает менее плотный и холодный газ, в котором рождаются более массивные звезды. Они создают корону звездного скопления, или звездную ассоциацию, причем согласно расчетам С. Б. Пикельнера сначала в ядре газового комплекса образуются маломассивные звезды с $\mathfrak{M} \approx \mathfrak{M}_\odot$, а затем более массивные. Когда сформируются наиболее крупные звезды классов В и О, они ионизуют и нагревают газ вокруг себя и звездообразование прекращается. К этому времени в звезды успевает перейти лишь небольшая часть газа.

Неразрывная связь частично ионизованного газа с магнитным полем и образовавшихся звезд с газом (силами гравитации) приводит к тому, что звездное скопление продолжает висеть на силовых линиях магнитного поля. В конце своей быстрой эволюции массивные звезды вспыхивают как сверхновые и разбрасывают часть газообразного вещества в стороны. Однако газ быстро остывает и вновь собирается в магнитной яме. От времени образования первых звезд до этого времени проходит около 10^7 лет. Все звезды, способные сильно нагревать и ионизовать газ, кончают свою эволюцию, и наступает новая волна звездообразования в том же месте. Далее процесс в целом повторяется, но так как газа остается меньше, связь звездного скопления с магнитным полем рвется и образовавшееся скопление начинает падать к плоскости галактики. Измерения собственных движений звезд, выполненные в ГАИШ Н. М. Артюхиной в 1970 г., действительно подтвердили, что молодые звездные группировки имеют скорости, направленные к плоскости Галактики.

Таков вырисовавшийся к настоящему времени сценарий образования звездных скоплений с окружающей их ассоциацией. Условия для развития неустойчивости Рэлея — Тейлора, видимо, более благоприятны в богатых газом неправильных галактиках, и именно она может приводить к формированию в них молодых шаровых скоплений. В S-галактиках их образованию, как предполагает Ю. Н. Ефремов, в какой-то мере мешают спираль-

ные ударные волны, создающие газовые комплексы и стимулирующие звездообразование в гигантских молекулярных облаках в более короткой шкале времени, так что вместо шаровых скоплений образуются звездные комплексы. Этим, вероятно, объясняется обнаруженная в 1979 г. Ю. Н. Ефремовым обратная корреляция между долей в галактике молодых шаровых скоплений и интенсивностью спиральной волны плотности. Но, по-видимому, в спиральных галактиках действуют одновременно оба механизма, поскольку на фотографиях спиральных галактик (особенно типа Sc) видно, что газо-пылевые комплексы распределены вдоль рукавов неравномерно, рукава разбиты на отдельные участки. Возможно, это связано с действием неустойчивости Рэлея — Тейлора. Видимо, с действием той же неустойчивости связаны и очаги звездообразования, наблюдаемые в Галактике между спиральными рукавами.

Новый круг проблем встал в последнее время в связи с изучением гигантских молекулярных облаков (см. § 2) в Галактике. Они могут образовываться в газо-пылевых комплексах за фронтом спиральной ударной волны и являются, по-видимому, гравитационно связанными образованиями. Их многочисленность и отсутствие явной корреляции со спиральным узором (Соломон и Сковиль (1979)) указывают на длительное ($>10^8$ лет) существование отдельных облаков. Данные по различию изотопного состава некоторых участков межзвездной среды (Таунс (1977)) говорят, по-видимому, о существовании обособленных газовых образований в течение не менее 10^9 лет. Неясным в настоящее время остается вопрос о том, какие силы удерживают гигантские молекулярные облака от гравитационного сжатия и быстрого превращения в звезды. Возможно, за это ответственна турбулентность или магнитное поле в них (Тернер (1979)). Если условия в облаках таковы, что активное звездообразование в них не происходит без внешних воздействий, становится понятным, почему, несмотря на отсутствие корреляции этих облаков со спиральными ветвями Галактики, яркие горячие звезды рождаются только в ветвях: внешнее давление со стороны спиральной ударной волны выводит молекулярные облака из равновесия и стимулирует превращение части вещества в массивные горячие звезды. Возможно, наблюдательным проявлением звездообразования в отдельных гигантских молекулярных

облаках Галактики служит существование в ней звездных комплексов — обширных группировок молодых звезд, свойства которых изучены в ГАИШ Ю. Н. Ефремовым (1978, 1979). Эти комплексы, по его мнению, включают значительное большинство звезд с возрастом до 10^8 лет (см. гл. IV).

Ближайшее место, где интенсивно протекает в настоящее время образование звезд,— область туманности Ориона (рис. 83, *а*). Ионизует ее группа О-звезд, находящихся в центре туманности и образующих четырехугольник, так называемую Трапецию Ориона. Рядом со светлыми туманностями соседствуют темные. Первые детальные исследования этого очага звездообразования провел в своей фундаментальной работе, не утратившей значения до сих пор, П. П. Паренаго (1954).

Выполненные в последнее десятилетие многочисленные инфракрасные и радиоастрономические исследования этого объекта показали, что в нем существует ряд мощных инфракрасных источников — только что образовавшихся звезд, еще не испаривших окружающую их газопылевую оболочку; обычно здесь действуют два процесса — выметание части вещества звездным ветром и испарение оболочек из намерзших на пылинки газов, что уменьшает экстинкцию излучения, т. е. просветляет облака. Найдены были также молекулярные облака, содержащие большое разнообразие молекул. Комплекс звездообразования в Орионе расположен между спиральными рукавами и относительно невелик.

Очаги звездообразования, связанные со спиральными рукавами, в общих чертах похожи на комплекс в Орионе, но более грандиозны. Наиболее мощные из них W 3, W 49, W 51 и ряд других расположены преимущественно далеко от Солнца. Описание некоторых из них содержится в монографии С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера (1979) и в материалах 75-го Симпозиума МАС по звездообразованию, посвященного памяти С. Б. Пикельнера (Йонг, Маедер (1977)).

Изучение этих комплексов привело к выводу о существовании во многих (а может быть, и во всех) крупных очагах волн звездообразования, бегущих со скоростью порядка 10 км/с и охватывающих участки в сотни парсек. Движение таких волн хорошо прослеживается по распределению возрастов звезд в очагах, а их местоположение в настоящее время — по компактным зонам H II, источ-

никам мазерного радиоизлучения и другим явлениям, сопровождающим рождение звезд. Схема очага звездообразования такого типа приведена на рис. 83, *б*. Волновой характер продвижения места образования звезд по газу

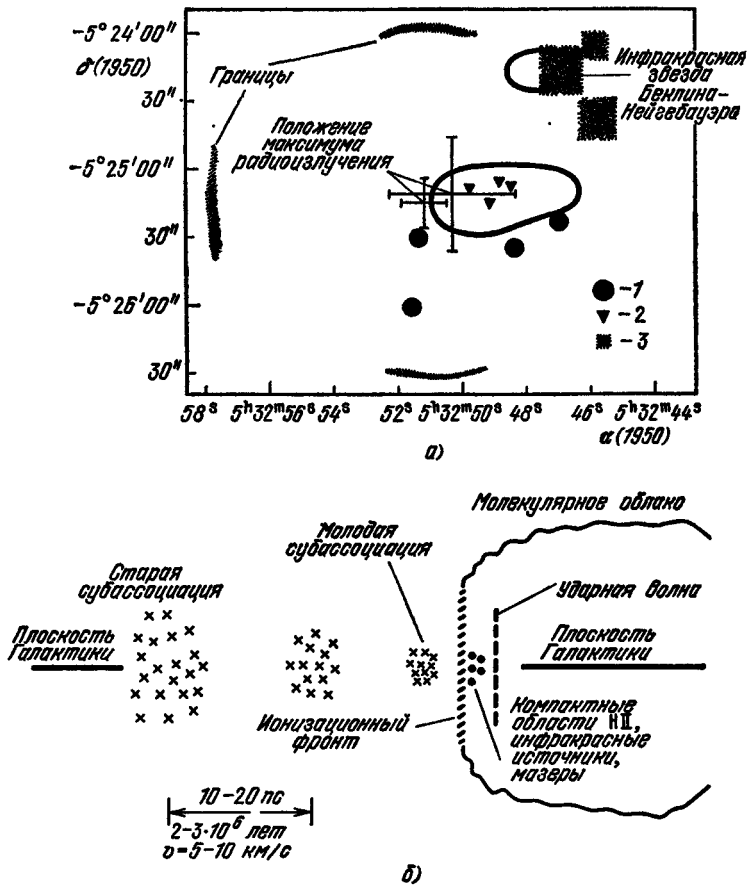


Рис. 83. Схемы очагов звездообразования. *а*) Очаг, связанный с туманностью Ориона (зоной H II M 42) (Мецгер (1972)). *1* — сверхплотные конденсации H II, *2* — звезды трапеции Ориона, *3* — мазеры H_2O. Области, очерченные сплошной линией — инфракрасные туманности (изофоты на длине волны 20 мкм), *б*) Типичная схема крупного очага формирования звезд с бегущей по нему волной звездообразования (Тадеус (1977)).

свидетельствует, видимо, о стимулировании этого процесса уже родившимися звездами. Вероятно, здесь существенно дополнительное сжатие молекулярного газа, кото-

рое может вызываться либо расширяющимися оболочками сверхновых звезд, вспыхнувших в образовавшихся группах звезд, либо давлением возникающих областей H II.

Наиболее мощные из действующих в настоящее время очагов формирования звезд в Галактике расположены далеко от Солнца и поэтому, как правило, не видны в оптическом диапазоне. Их общая структура исследуется радиометодами и в первую очередь путем наблюдения молекулярных радиолиний. Цикл таких исследований, проведенных совместно с французскими радиоастрономами, выполнила группа молекулярной спектроскопии ГАИШ (М. И. Пащенко, Е. Е. Лехт, Г. М. Рудницкий). В ходе этих исследований было обнаружено несколько десятков новых радиоисточников, излучающих в линиях радикала OH, и была детально исследована структура многих комплексов звездообразования.

Характерной особенностью областей звездообразования оказалась их связь с сильными галактическими источниками мазерного излучения, излучающими в линиях гидроксила OH с длиной волны $\lambda \approx 18$ см и молекул воды H_2O ($\lambda \approx 1{,}35$ см).

§ 6. Космические мазеры, связанные с очагами звездообразования

Мазерное излучение, открытое в 1965 г., явилось неожиданным для астрофизиков, поскольку оно требует создания и длительного поддержания в межзвездных облаках сильно неравновесной заселенности близких друг к другу уровней и очень высоких мощностей накачки. Вместе с тем быстро стало ясно, что равновесным наблюдаемое излучение быть не может, поскольку ширины линий соответствуют тепловому уширению при температуре не выше сотен градусов, а яркостная температура в центре линий, как указывалось выше, составляет 10^{10}—10^{16} К. Интенсивность излучения в одной узкой линии достигает иногда 10^{31}—10^{33} эрг/с, т. е. 10^{48}—10^{50} фотон/с, а на каждый излученный фотон должен затрачиваться по меньшей мере один акт накачки, требующий значительно больше энергии, чем энергия излучаемого кванта. Приведенные данные относятся ко всему источнику. Как упоминалось в § 2, источники мазерного излучения, связанные с областями звездообразования, состоят из множе-

ства компонент, так что одна компонента излучает на один-два порядка слабее.

Подробное исследование механизмов накачки мазерных источников OH и H_2O провели в семидесятых годах в ГАИШе аспиранты С. Б. Пикельнера В. С. Стрельницкий и И. К. Шмелд и аспирант И. С. Шкловского В. В. Бурдюжа. Работы в этом направлении активно ведутся во всем мире и в настоящее время.

Из трех возможных механизмов накачки — химического, столкновительного и радиационного, первый отпадает сразу, поскольку он требует образования по крайней мере одной молекулы на каждый излучаемый радиоквант. Как показал В. С. Стрельницкий, это предположение находится в противоречии с ограничениями на размеры мазерных источников, вытекающими из наблюдаемой переменности их излучения (размеры $\lesssim c\Delta t$, где c — скорость света, а Δt — время переменности), и с требованием, чтобы они имели достаточно малую плотность, при которой деактивация ударами не термализует распределение молекул по уровням.

В. С. Стрельницкий показал также, что система вращательных уровней молекулы воды наиболее благоприятна для возбуждения излучения столкновениями в сочетании с радиационным опустошением нижнего сигнального уровня, обозначаемого 5_{23} (см., например, рис. 39 в книге Каплана и Пикельнера (1979), где приведена система вращательных уровней H_2O).

В. С. Стрельницкий и И. К. Шмелд в 1976 г. провели детальный численный анализ ударной накачки мазеров H_2O, указав на ряд субмиллиметровых переходов, которые также могут давать мазерное излучение. Заметим что для осуществления столкновительной накачки молекулярное облако должно быть достаточно теплым — с температурой в сотни градусов, т. е. рядом с ним должен находиться весьма мощный источник энергии. Поскольку испускание каждого радиофотона должно сопровождаться излучением каскада инфракрасных квантов, переводящим молекулу на верхний сигнальных уровень 6_{16} и уводящим ее с нижнего сигнального уровня 5_{23}, мазерные источники H_2O должны быть мощными источниками далекого инфракрасного излучения.

Мазерный источник, как и всякая тепловая машина, обязан иметь не только источник нагрева, но и сток энергии, каковым в данном случае является отток фотонов

в окружающее пространство (в рассмотренном случае в виде далекого инфракрасного излучения). Если мазерный источник непрозрачен для инфракрасного излучения и оно переходит в тепловую энергию газа, происходит термализация уровней излучающей молекулы и мазерный источник перестает действовать.

Механизм накачки другого важнейшего в космических условиях типа мазера — мазера на гидроксиле OH был рассмотрен В. В. Бурдюжей и Д. А. Варшаловичем

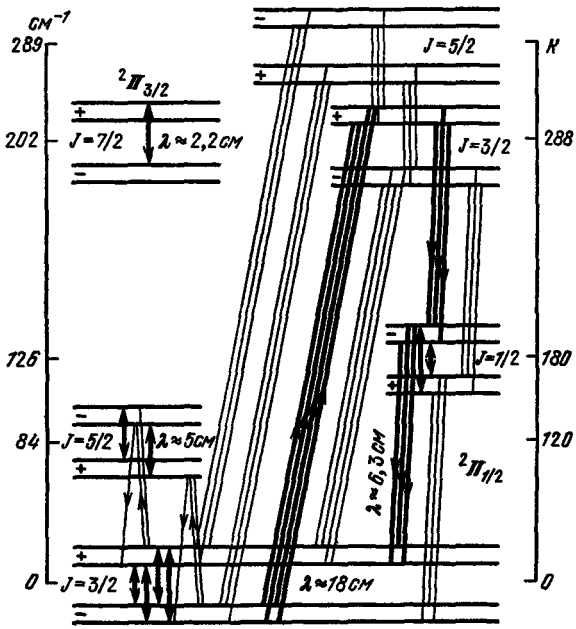


Рис. 84. Схема нижних вращательных уровней основных электронно-колебательных состояний радикала OH($^2\Pi_{3/2}$ и $^2\Pi_{1/2}$) с указанием Λ-удвоения и сверхтонкого расщепления уровней. Двойные жирные стрелки — наблюдавшиеся переходы (В. В. Бурдюжа, Д. А. Варшалович (1973)).

в 1972—1973 гг. Трудность в подборе действенного механизма накачки заключается в данном случае в том, что мазерный переход осуществляется между двумя подуровнями Λ-дублета основного состояния $^2\Pi_{3/2}$ радикала OH (пары состояний, отмеченные знаками — и + на рис. 84). Поскольку разность энергий этих подуровней (на рис. 84

она показана не в масштабе) много меньше тепловой энергии и других характерных значений энергии, для того чтобы вызвать отклонение от равновесной заселенности этих подуровней, требуется какой-то механизм, несимметричный относительно компонент Λ-дублета. Анализ показал, что столкновительная накачка в данном случае менее вероятна, чем радиационная.

Предлагавшийся первоначально механизм накачки через возбужденные электронные состояния не проходит по энергетическим соображениям, так как требует непомерно много ультрафиолетового излучения. Та же трудность имеется и для накачки через колебательные уровни — от мазерных источников ОН не наблюдается необходимого количества ближнего инфракрасного излучения, соответствующего диапазону частот колебательных переходов.

Трудность накачки путем переходов между вращательными уровнями в далеком инфракрасном диапазоне состоит в том, что большинство переходов разрешены только либо между верхними, либо между нижними подуровнями Λ-дублетов разных вращательных уровней (см. рис. 84), т. е. без «перемешивания» подуровней, что не может создать инверсии их заселенностей. Кроме того, для работы мазера необходима асимметрия между циклами накачки (группа переходов, отмеченная жирными односторонними стрелками на рис. 84 и циклами снятия возбуждения (деактивации). Как показал детальный анализ, выполненный в 1979—1980 гг. Д. А. Варшаловичем, такая асимметрия в ОН достигается за счет случайного совпадения частот пары компонент линии, начинающей цикл деактивации.

Оптическая толщина среды для компонент с совпадающими частотами больше, чем для других, и в глубине мазерного источника меньше фотонов, вызывающих акты деактивации, чем тех, которые приводят к актам накачки. Недавние наблюдения далекого инфракрасного излучения мазерных источников ОН, связанных с комплексами звездообразования, показали, что в них действительно имеется необходимое для работы этого механизма количество соответствующих инфракрасных квантов накачки.

Еще одной существенной проблемой работы мазеров с радиационным стоком энергии является необходимость совмещения значительной оптической толщины в мазер-

ной радиолинии ($\tau \approx 20$—40), требующейся для обеспечения большого усиления, с небольшой оптической толщиной в линиях стока (в данном случае, как и для мазера на H_2O, в субмиллиметровом диапазоне). Ранее не видели путей совмещения этих требований, но В. В. Бурдюжа и Д. А. Варшалович в 1973 г. обратили внимание на то, что мазерные конденсации, имеющие плотность много выше средней в межзвездной среде (см. табл. 12), должны иметь и довольно значительную напряженность магнитного поля по сравнению со средним в диске Галактики значением $3 \cdot 10^{-6}$ Э. При напряженностях 10^{-2}—10^{-3} Э зеемановское расщепление радиолиний довольно велико и дает сдвиги частот, близкие к сдвигам из-за градиентов скоростей вещества в мазерных источниках.

В инфракрасных линиях величина зеемановского расщепления уровней примерно такая же, как для радиолиний, а доплеровские сдвиги частот пропорциональны частоте линии, т. е. во много раз больше зеемановского расщепления. Поэтому, как считает Д. А. Варшалович, мазерное излучение следует ожидать от тех мест в облаке, где на достаточно большом участке пути вдоль луча зрения имеется случайная компенсация сдвигов частот радиолинии за счет эффекта Зеемана и за счет градиента скоростей. Это обеспечивает высокую оптическую толщину соответствующей части облака для одной из компонент радиолинии с правой или левой круговой поляризацией, что в свою очередь вызывает мощное и сильное поляризованное мазерное излучение. Вместе с тем при компенсации сдвигов частот радиолинии не наступает компенсации сдвигов частот инфракрасных линий, т. е. облако может оставаться оптически тонким для инфракрасного излучения.

Итак, мазерные источники требуют сосуществования плотных молекулярных облаков с источниками накачки высокой мощности.

В 1969 г. И. С. Шкловский впервые обратил внимание на то обстоятельство, что эти требования наиболее естественно удовлетворяются в областях звездообразования, где внутри наиболее плотных участков молекулярного облака только что загорелись молодые звезды, являющиеся на ранних этапах эволюции мощными источниками инфракрасного излучения. Детальную картину мазерного источника, связанного с областью звездообразо-

вания, развил В. С. Стрельницкий совместно с Р. А. Сюняевым в 1972—1973 гг.

Характерной особенностью таких источников является обилие мазерных компонент с лучевыми скоростями, различающимися на сотни км/с, сосредоточенных в отдельных гнездах (см. Каплан, Пикельнер (1979), рис. 128). Обычно гнезда собраны в группы — области размером порядка 1 пс. Согласно модели В. С. Стрельницкого и Р. А. Сюняева отдельные конденсации имеют массы планетного типа и под действием звездного ветра от рождающейся массивной звезды разлетаются с наблюдаемыми скоростями. Поскольку молекулы в конденсациях постепенно разрушаются ультрафиолетовым излучением развивающейся звезды, мазерное излучение на более простых молекулах OH наблюдается в среднем на чуть бо́льших расстояниях от центра конденсации, чем излучение мазеров па H_2O (любой мазерный источник H_2O излучает мазерным механизмом и в OH, но за излучение разных молекул ответственны, видимо, разные конденсации в источнике). Таким образом, согласно концепции В. С. Стрельницкого и Р. А. Сюняева, наблюдаемые мелкие мазерные конденсации являются, вероятно, протопланетами, т. е. не исключено, что современные наблюдения позволяют следить не только за процессом формирования звезд, но даже увидеть отдельные аспекты образования протопланет.

Изучение мазерных гнезд в целом впервые позволило наблюдать самые ранние этапы эволюции звезд, а радиоизлучение в немазерных линиях дало возможность изучать условия в среде, из которой образуются звезды. Интенсивное и всестороннее экспериментальное изучение областей звездообразования началось сравнительно недавно. Хотя уже достигнуты значительные успехи в этом направлении и *можно с уверенностью утверждать, что звезды формируются из межзвездной среды*, многие детали этого процесса пока не поддаются прямым наблюдениям и весьма сложны для теоретического изучения. Поэтому можно считать, что полный комплекс проблем, связанных с возникновением звезд и эволюцией очагов звездообразования, в настоящее время только оформляется и потребуются длительные совместные усилия специалистов разного профиля, чтобы в достаточной мере понять процесс рождения звезд — одну из центральных и интереснейших проблем современной астрофизики.

ЛИТЕРАТУРА

Баранов В. Б., Краснобаев К. В., 1977 — Гидродинамическая теория космической плазмы.— М.: Наука.

Бертон У. Б., 1976 — В кн.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия/Под ред. Г. Л. Верскера, К. И. Келлерманна.— М.: Мир, с. 133.

Бочкарев Н. Г., 1979 — Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, № 48, с. 195; В кн.: Физика межзвездной среды.— М.: Наука, с. 294.

Галактическая и внегалактическая радиоастрономия/Под ред. Г. Л. Верскера, К. И. Келлерманна — М.: Мир, 1976.

Горбацкий В. Г., 1977 — Космическая газодинамика.— М.: Наука.

Далгарно А. 1979 — В кн.: На переднем крае астрофизики/Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, с. 371.

Дибай Э. А., Каплан С. А., 1976 — Размерности и подобие астрофизических величин.— М.: Наука.

Каплан С. А., Пикельнер С. Б., 1963 — Межзвездная среда.— М.: Физматгиз.

Каплан С. А., Пикельнер С. Б., 1979 — Физика межзвездной среды/Под ред. Н. Г. Бочкарева.—М.: Наука.

Космическая газодинамика/Под ред. Х. Дж. Хабинга. — Пер. с англ./Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Мир, 1972.

Мак Ки, Острайкер, 1977 — *Mc Kee C. F., Ostriker J. P.*— Ap. J., v. 218, p. 148.

Манн, Вильямс, 1980 — *Mann A. P. C., Williams D. A.*— Nature, v. 283, p. 721.

Моран Дж. М., 1979 — В кн.: На переднем крае астрофизики/Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, с. 405.

На переднем крае астрофизики/ Под ред. Ю. Эвретта.— М.: Мир, 1979.

Паренаго П. П., 1954 — Труды ГАИШ, т. 25.

Паркер Е. Н., 1972 — В кн. Космическая газодинамика/Под ред. Х. Дж. Хабинга.— М.: Мир, с. 198.

Пикельнер С. Б., 1959 — Физика межзвездной среды.— М.: Изд-во АН СССР.

Пикельнер С. Б., 1967 — АЖ, т. 44, с. 915.

Пикельнер С. Б., 1970 — АЖ, т. 47, с. 254.

Поляченко В. Л., Фридман А. А., 1977 — Равновесие и устойчивость гравитирующих систем.—М.: Наука.

Происхождение и эволюция галактики звезд/Под ред. С. Б. Пикельнера.—М.: Наука, 1976.

Смит Ф. Г., 1979 — Пульсары.— М.: Мир.

Спитцер Л., 1981 — Физические процессы в межзвездной среде.— М.: Мир.

Стрельницкий В. С., 1974 — УФН, т. 113, с. 463.

Тернер Б. Е., 1976 — В кн.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия/Под ред. Г. Л. Верскера, К. И. Келлерманна.— М.: Мир, с. 303.

Уманский С. Я., 1979 —Земля и Вселенная, № 3, с. 7.

Шкловский И. С., 1956 — Космическое радиоизлучение.— М.: Гостехиздат.

Star Formation (Proc. IAU Symp., No. 75)/Eds. T. de Jong, A. Maeder.— Dordrecht: Reidel Publ. Co., 1977.

Глава VIII

СИСТЕМЫ ГАЛАКТИК

Б. А. ВОРОНЦОВ-ВЕЛЬЯМИНОВ

§ 1. От туманных пятен к галактикам

Во второй половине XVIII века помимо звезд было замечено на небе немало неподвижных туманных пятен — туманностей. Природа большинства их долгое время оставалась спорной. Только в середине 20-х годов нашего столетия выяснилось, что большинство их представляет собой грандиозные звездные системы, по своим размерам сравнимые с нашей Галактикой. Поэтому они получили название галактик.

На основе опубликованного в 50-х годах Паломарского атласа неба в ГАИШ при МГУ за шесть лет к 1968 г. были составлены четыре тома МКГ (MCG) — «Морфологического каталога галактик», а в 1974 г.— пятый том по самой южной зоне атласа. Этот уникальный каталог содержит 32 000 объектов, являющихся галактиками разного вида. Большинство их ранее не были известны, а были найдены составителями *).

Каталог содержит измеренные авторами координаты, звездные величины, размеры, яркость частей изображения, описание вида галактик на фотографиях и другие данные. В этом каталоге номера обозначаются так, как в известном большом немецком каталоге звезд BD. Например, MCG — 3—18—132 означает третью южную 6-градусную зону (—18°), порядковый номер поля в ней и номер галактики в этом поле. На эти номера нам иногда придется ссылаться.

*) Составители атласа — В. А. Архипова, Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, Р. И. Носкова, М. В. Савельева.

Совокупность всех галактик составляет наибольшую известную нам систему, называемую Метагалактикой. До ее границ мы не добрались еще, и имеет ли она центр — неизвестно.

§ 2. Определение расстояний и размеров галактик

Эта проблема была кардинальной для выяснения вопроса о природе таких туманных пятен и об их месте во Вселенной, центр которой человек перенес с Земли сначала к Солнцу, затем к центру нашей Галактики.

До середины XX века галактики многими считались небольшими объектами, находящимися внутри нашей Галактики наряду со звездными скоплениями и газовыми туманностями. Считали даже в 20-х годах, что это линзы, состоящие из пыли и освещенные изнутри одной яркой звездой в их центре. Путь к определению расстояний открыли сотрудники Гарвардской обсерватории, а затем Лундмарк и Хаббл. Первые из них установили, что в Магеллановых Облаках, выглядящих как обрывки Млечного Пути, видно много цефеид — периодических переменных звезд, у которых период изменения блеска растет с их видимым блеском. Вокруг Магеллановых Облаков цефеид практически не было видно, и было ясно, что их видимая концентрация в Облаках есть результат пространственной концентрации в них цефеид, а различия их видимого блеска соответствуют различиям в их истинной силе света — в светимости. Так было открыто важнейшее свойство цефеид, оказавшееся справедливым везде, а именно существование соотношения период — светимость. Установив (с трудом из-за их дальности от нас) светимости ближайших к нам цефеид разного периода, можно было из сравнения их видимого блеска в нашей Галактике и в Магеллановых Облаках установить, во сколько раз последние от нас дальше, чем ближайшие к нам цефеиды. Оказалось, что Магелланов Облака находятся за пределами нашей Галактики. Линейный размер их, определяемый по видимому угловому размеру и уже известному теперь расстоянию, оказался в несколько раз меньше нашей Галактики, но все же они представляют собой гигантские звездные *системы*. Они содержат миллионы звезд, газовые туманности и сотни звездных скоплений, сходных с нашими. Магелланов Облака были первыми системами, открытыми за границей нашей Галактики. Но они

имеют неправильную клочковатую форму, и это еще ничего пока не говорило о природе самых интересных туманностей спирального вида.

Только в ближайших к нам галактиках можно среди ярчайших звезд распознать цефеиды и, определив их периоды, найти их расстояние более точно, чем по новым звездам. Так Хаббл и поступил с М 31.

Оказалось, что наша Галактика вместе со спиральными галактиками М 31 и М 33, с несколькими небольшими эллиптическими галактиками и с дюжиной неправильных галактик (из коих Магеллановы Облака — наибольшие) образует группу, называемую Местной, с условным радиусом около мегапарсека (10^6 пс или $3 \cdot 10^6$ световых лет). Подробнее о ней скажем дальше. Магеллановы Облака отстоят от нас на 0,05 Мпс, и цефеиды их выглядят для нас в 15^2 раз ярче, чем в М 31.

В 1924 г. Лундмарк и Виртц обнаружили по небольшому числу измеренных уже спектрально (по принципу Доплера — Физо) лучевых скоростей, что галактики удаляются от нас по всем направлениям и тем скорее, чем они дальше от нас. Скорость этого удаления Хаббл определил около 1930 г. в 550 км/с на каждый мегапарсек расстояния, и поэтому открытие красного смещения приписывается обычно ему. (По принципу Доплера удаление источника света вызывает смещение всех его излучений в сторону больших длин волн, в оптике — к красному концу спектра.) Непрерывные проверки эффекта, главным образом за счет увеличения шкалы расстояний до ближайших галактик, к настоящему времени довели постоянную Хаббла H_0 до значений около 50 км/(с · Мпс), но большинство астрофизиков все еще предпочитает пользоваться более ранним определением $H_0 = 75$ км/(с · Мпс), быть может, выжидая, когда уляжется волна новых результатов, колеблющихся между 100 и 50 км/(с · Мпс).

Величиной H_0 пользуются для определения расстояний до галактик, в которых не выявлено ни цефеид, ни ярчайших, ни новых, ни даже сверхновых звезд. Этот метод красного смещения, отражающий общее расширение Метагалактики в соответствии с космологической моделью Фридмана, дает результат, точность которого зависит от точности измерения красного смещения z,

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda},$$

где λ — нормальная длина волны в спектре светила, $\Delta\lambda$ — ее смещение. Тогда скорость удаления галактики равна

$$v = zc,$$

где c — скорость света, а точность определения v зависит от точности нахождения самого z. Из сказанного выше следует, что красное смещение z и расстояние r до галактики связаны простым соотношением

$$H_0 r = cz,$$

которое называют *законом Хаббла.*

Предел применению этого закона ставит яркость далеких галактик, когда она недостаточна для того, чтобы их спектр можно было измерить. С другой стороны, участвуя в расширении Метагалактики, галактики имеют собственные (пекулярные) скорости, доходящие в их скоплениях до 1000 км/с. Поэтому к близким галактикам метод красного смещения неприменим. В последние годы метод красного смещения стал использоваться при радионаблюдениях путем определения сдвига линии нейтрального водорода с $\lambda = 21$ см в длинноволновую сторону. Он применим к галактикам, богатым водородом. Знание лучевых скоростей дает картину кинематики групп и скоплений галактики и Метагалактики.

Метод красного смещения — единственный, позволяющий устанавливать расстояния до эллиптических галактик.

В СССР на Крымской обсерватории и на Специальной астрофизической обсерватории ведутся массовые измерения красных смещений очень слабых галактик, особенно интересных в каком-либо отношении. В этих работах активное участие принимают астрономы Армении. Измерены уже сотни красных смещений. Между тем, яркие галактики 12^m—13^m часто еще не подвергались спектральным исследованиям.

Итак, зная расстояния до множества галактик, мы можем по их видимому (угловому) размеру оценить линейные размеры, светимость (выражаемую абсолютной величиной M) и многое другое.

Однако вопрос о размерах галактик осложняется тем, что их видимый размер растет с увеличением экспозиции на фотографиях, в зависимости от светосилы астрографа, от чувствительности эмульсии, а стандартизовать условия съемки во всем мире невозможно.

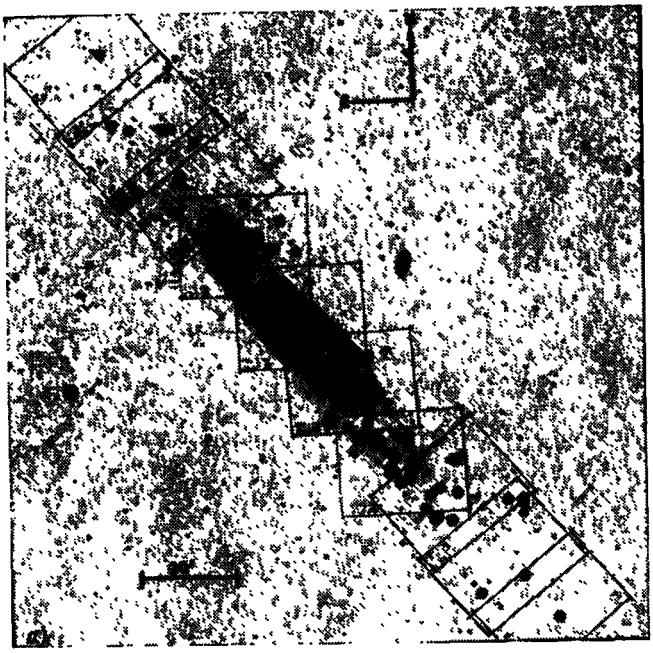
Затем выяснилась структурность галактик. Особенно сложны спиральные галактики. У них имеется яркое ядро или эллипсовидный диск с разной степенью сжатия в центральных областях, содержащих ядра. Он погружен в сферическую составляющую, более разреженную. И она, и диск «сходят на нет» на краях. Поэтому сравнение других галактик, видимых извне, с нашей, внутри которой мы находимся, приближенно. Спиральная М 31, по-видимому, немного больше нашей, спиральная М 33 значительно меньше. Но они, как и редкие гигантские эллиптические галактики, имеют наибольшие размеры и светимости. Они достигают 40 кпс в диаметре и абсолютной величины $M = -21^m$ (может быть, -22^m).

От них идет непрерывный ряд галактик уменьшающихся размеров и светимости — вплоть до нескольких сотен парсек в диаметре и с $M = -12^m$ или даже слабее. Такие галактики даже в ближайшей к нам окрестности трудно обнаружить. Чем они мельче, тем их больше. Может быть, по размерам и числу звезд в них они сливаются с представлением о звездных скоплениях.

§ 3. Массы и плотности галактик

Эти параметры также являются важнейшими характеристиками звездных систем.

Массы индивидуальных галактик устанавливают, определяя кривую их вращения, которая в центральной области близка к твердотельной; затем происходит постепенный переход к вращению по закону Кеплера, когда расстояния от центральной массы уже велики, окружающая точку плотность мала и сравнительно мала масса внешней области. Пример такой кривой вращения представлен на рис. 85. Кривые вращения получают оптическим методом, располагая щель спектрографа вдоль видимой большой оси изображения галактики, причем успех тем больше, чем ближе плоскость ее вращения к лучу зрения. Тогда спиральная галактика выглядит веретенообразной — сигаровидной — и в проекции на луч зрения лучевая компонента скорости вращения растет в обе стороны от видимого центра системы, а отклонение спектральной линии от ее среднего положения растет в противоположные стороны с удалением от центра. Измерения ограничиваются центральной, яркой частью галактики и дают лишь нижний предел ее массы. Большую галактику



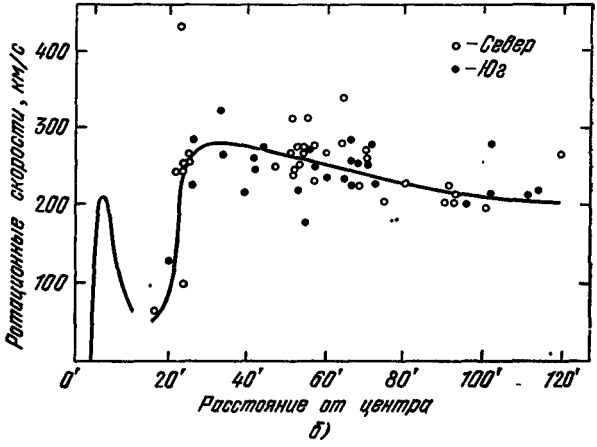


Рис. 85. Области H II в M 31 (*а*) и кривая вращения (*б*).

удается проследить на большем расстоянии, если во внешних частях ее много водорода, излучающего яркую линию H_α. Картину поля скоростей можно иногда получить, фотографируя галактику через светофильтр, пропускающий линию H_α, и эталон Фабри — Перо. Кольца интерференции, наложенные на изображение галактики в лучах этой линии, отклоняются в разных точках колец в зависимости от скорости газа в этой точке. В последние годы кривые вращения для ярких и больших галактик получают точнее всего, измеряя скорости по профилям линии $\lambda = 21$ см (номинально) нейтрального водорода. Наблюденные лучевые скорости исправляют за влияние наклона галактики к лучу зрения и, в случае надобности, за положение щели относительно оси вращения. Наклон прямолинейной части кривой вращения дает плотность центральной части. Протяженность кривой вращения указывает на большую массу, распределенную, грубо говоря, внутри диска. Скорость в любой точке кеплеровской (внешней части) кривой дает приближенно полную массу внутри радиуса R:

$$\mathfrak{M} = \frac{RV^2}{G},$$

где V — круговая скорость в данной точке, G — гравитационная постоянная.

Детальная интерпретация кривой вращения и нахождение из нее распределения плотностей ρ внутри галактики требуют дальнейшего уточнения. Для этого необходимо принять модель галактики: плоскую или модель в виде неоднородного сфероида, в котором поверхности постоянной плотности — подобные сфероиды, или еще более сложную форму. ρ и V^2 разлагают в степенной ряд Тейлора, заменяемый полиномом с коэффициентами, зависящими от принятого сжатия сфероидов. Иногда распределение плотности в проекции принимается пропорциональным поверхностной яркости соответствующих мест галактики, определяемой из наблюдений. Сложнее оказываются вычисления, если хотят получить и важное изменение отношения массы к светимости $\mathfrak{M} : L$ вдоль радиуса галактики, так как оно указывает отчасти на изменение звездного состава вдоль радиуса. Например, малое $\mathfrak{M} : L$ бывает у горячих звезд-гигантов, а большое — у холодных карликов, поскольку светимость L растет у звезд быстрее, чем их масса. Сжатие сфероидов берут от 1 : 5 до 1 : 15.

Истинное сжатие у плоских галактик, видимых с ребра, доходит по измерениям автора до 1 : 40, но реальные галактики правильнее аппроксимировать диском с плотностью, убывающей от центра, вложенным в почти сферическую компоненту, с падением плотности, почти одинаковым по всем радиусам. Более или менее надежны интегральные значения $\mathfrak{M} : L$, которые у неправильных галактик составляют 1 : 5, а у спиральных 1 : 10. В модели идеальной галактики в виде двухосного эллипсоида мы должны рассматривать круговые скорости как монотонные функции расстояния от оси вращения. Последнее должно быть известно в линейной мере, т. е. должно быть известно расстояние до объекта изучения. Максимальные линейные скорости вращения достигают нескольких сотен км/с, а периоды вращения варьируют в удивительно узком пределе от $10^{7,5}$ до 10^9 лет. Со времени своего возникновения галактики сделали всего лишь несколько сотен или даже десятков оборотов. Автором очерка обнаружено удивительное явление, а именно, рост периода вращения у плоских систем (вращение становится медленнее) с уменьшением сжатия линзы галактик. Приближающиеся к шаровидным эллиптические галактики имеют периоды около $10^{7,5}$ лет. Массы их описанными способами определить в большинстве случаев нельзя, так как они почти не содержат газа и линейные скорости вращения малы. Массы плоских систем начинаются примерно с $10^{11}\,\mathfrak{M}_\odot$ и уменьшаются до масс звездных скоплений.

Массы эллиптических и массы спиральных галактик можно оценить в случае пар — двойных галактик, у которых разность глобальных скоростей можно предполагать равной скорости обращения, как у спектрально-двойных звезд. Однако здесь остается неизвестным угол наклона орбиты, и кривую скоростей определить нельзя. Мы получаем лишь нижний предел суммы масс двух галактик, как в случае спектрально-двойных звезд.

По большому числу таких наблюденных пар статистически средняя масса одной галактики равна

$$\overline{\mathfrak{M}} = \overline{F} : 0{,}295,$$

где $\overline{F}$ есть среднее от

$$F = 64{,}1 a V (\Delta V)^2.$$

Здесь V — круговая скорость в км/с, a — угловое расстоя-

ние между компонентами в минутах дуги и ΔV — разность их лучевых скоростей. Коэффициент получается как следствие выбора единиц для V и a, если $\mathfrak{M}$ мы хотим выразить в массах Солнца. Этим способом недавно в Зеленчукской обсерватории (САО) И. Д. Караченцев определил массы и величины $\mathfrak{M}:L$ для очень многих двойных галактик.

Эллиптические галактики вращаются очень медленно. Для них в ограниченном числе случаев удается найти изменение контура спектральной линии поглощения вблизи их центра. Этот контур расширен вследствие наложения друг на друга линий поглощения звезд, движущихся вблизи центра на разном расстоянии от него к нам и от нас. Это интегральный контур; грубо говоря, его ширина дает представление о дисперсии лучевых скоростей вблизи центра. Чем она больше, тем по теореме о вириале *) должна быть больше масса эллиптической или масса ядра спиральной галактики.

Если σ есть найденная по контуру спектральной линии дисперсия скоростей, то по Поведа, допуская, что орбиты круговые, масса в единицах массы Солнца равна

$$\mathfrak{M} = 0{,}4\tilde{a}d\sigma.$$

Здесь d — расстояние до Галактики и $\tilde{a}$ — характеристическая длина — радиус круга, содержащего половину всего излучения галактики в проекции на небесную сферу.

Для примера приведем данные для нормальной галактики-гиганта типа E NGC 3379 с $M = -19^m{,}6$ и для почти карликовой галактики M 32 с $M = -15^m{,}2$, спутника M 31:

	σ, км/с	$\mathfrak{M}$	$\mathfrak{M}:L$	Плотность ρ
NGC 3379	187	$1{,}0\cdot10^{11}$	12,4	$1{,}3\mathfrak{M}_\odot/\text{пс}^3$
M 32	96	$1{,}8\ 10^9$	13,5	$112\mathfrak{M}_\odot/\text{пс}^3$

M 32 — компактная галактика и ее плотность почти в 100 раз больше, чем у гигантской галактики NGC 3379.

§ 4. Население галактик

Подобно нашей Галактике, все остальные тоже состоят из звезд, но разных типов и в разной пропорции, а также (не все) из газа и космической пыли. Звезды входят в га-

*) По теореме о вириале $2T+P=0$, или словами: во всякой стационарной системе сумма удвоенной кинетической энергии и потенциальной энергии равна нулю.

лактики в основном своей общей массой, а также тесными группами — рассеянными и шаровыми звездными скоплениями. Сходство спиральной галактики в Андромеде М 31 с нашей Галактикой Хаббл когда-то довершил тем, что в нее, наряду с цефеидами и другими ярчайшими переменными звездами, входят и рассеянные, и шаровые звездные скопления. Плотность первых невелика, некоторые из них содержат яркие, горячие звезды. Теперь по диаграмме светимость — цвет на основе теории эволюции определяют возраст скоплений. Так, у молодых скоплений есть горячие звезды спектральных классов О или В, а у старых они уже проэволюционировали в звезды более холодные и менее яркие. Шаровые скопления, гораздо более богатые звездами и сильнее сконцентрированные к своем центру, содержат лишь более холодные и менее яркие звезды.

Чем подробнее мы изучаем Вселенную, в которой сначала отыскиваем основные характерные черты, тем больше отклонений, разнообразия мы в ней встречаем. Так, например, Магеллановы Облака очень богаты и цефеидами, и звездными скоплениями. Но их цефеиды своим цветом чуть-чуть отличаются от наших при том же периоде изменения блеска. В МО есть скопления, шаровые по виду и богатые членами, но содержащие горячие молодые звезды, чего нет в нашей Галактике. Быть может, эти различия обусловлены некоторым различием химического состава звезд при их образовании в разных местах Метагалактики. Шаровые скопления Шепли когда-то считал статистически одинаковыми по диаметру и светимости и, опираясь на это, дал картину их распределения в Галактике. (Они оказались концентрирующимися к ее центру, но в то же время как бы окаймляющими основную массу Галактики, «доходя» до ее периферии во всех направлениях.) Система шаровых скоплений сфероидальна. Потом выявилась дисперсия и в размерах и в светимости скоплений, но ярчайшие из них полагают и сейчас примерно одинаковыми во всех галактиках и применяют как индикатор расстояния до них. Однако недавно выяснилось, что светимости у ярчайших скоплений в разных галактиках разные. Выявляя второстепенные различия в том, что нам раньше представлялось одинаковым, и изыскивая объяснения этому, мы все глубже познаем и строение звездных систем и пути их эволюции. Число шаровых скоплений очень разнообразно. Карлико-

вые галактики имеют одно-два или не имеют их вовсе, наша Галактика содержит их более сотни, гигантская спиральная NGC 4594 — более 4000. (В таких далеких галактиках их удалось обнаружить и подсчитать только недавно.) Везде они образуют сфероидальную «корону» галактики, уплотняющуюся к ее центру и очерчивающую собою ее полный объем.

Рассеянных скоплений совсем нет в эллиптических галактиках, их много в ветвях спиральных галактик, причем тем больше, чем «позднее» тип спиралей, т. е. чем они клочковатее. В «ранних» спиралях с ветвями аморфного вида рассеянных скоплений очень мало. В нашей Галактике и в Большом Магеллановом Облаке их тысячи (рис. 86). Их много и в других неправильных галактиках, имеющих клочковатую структуру, подобную структуре Млечного Пути. В последнее время находят закономерности в распределении скоплений разного возраста внутри галактик, но в спиралях все они находятся в их ветвях, дальше от центра галактики, а в неправильных они рассеяны по всей их довольно незначительной толще. У шаровых скоплений в М 31 (их около 200) А. С. Шаровым, В. М. Лютым и В. Ф. Есиповым в ГАИШ измерены их звездные величины, цвета и распределение в пространстве. Число таких скоплений, по-видимому, связано с мощностью сферической компоненты.

Здесь уместно отметить, что поверхностная яркость B в сферических коронах и в эллиптических галактиках на большом протяжении меняется по закону Вокулера:

$$\ln B = -3{,}3\left(\alpha^{1/4} - 1\right),$$

где $\alpha = r : r_e$, если r_e — большая полуось системы, или эффективный радиус, внутри которого излучается половина всей энергии, а $B = I : I_0$, где I_0 — яркость, соответствующая изофоте, отстоящей от центра на r_e. Величина r_e есть масштабный параметр, r — расстояние точки от центра, где яркость равна I. Тогда график зависимости $\lg I$ от $\lg r$ имеет вид прямой линии. Если цвет, а следовательно, и состав звездного населения не меняется, то этот закон дает и распределение плотности звезд в проекции на картинную плоскость.

Для плоской компоненты спиральных галактик в ее диске осредненную яркость (при «размазывании» ветвей) описывает формула

$$I = I_0 \cdot 10^{-kr},$$

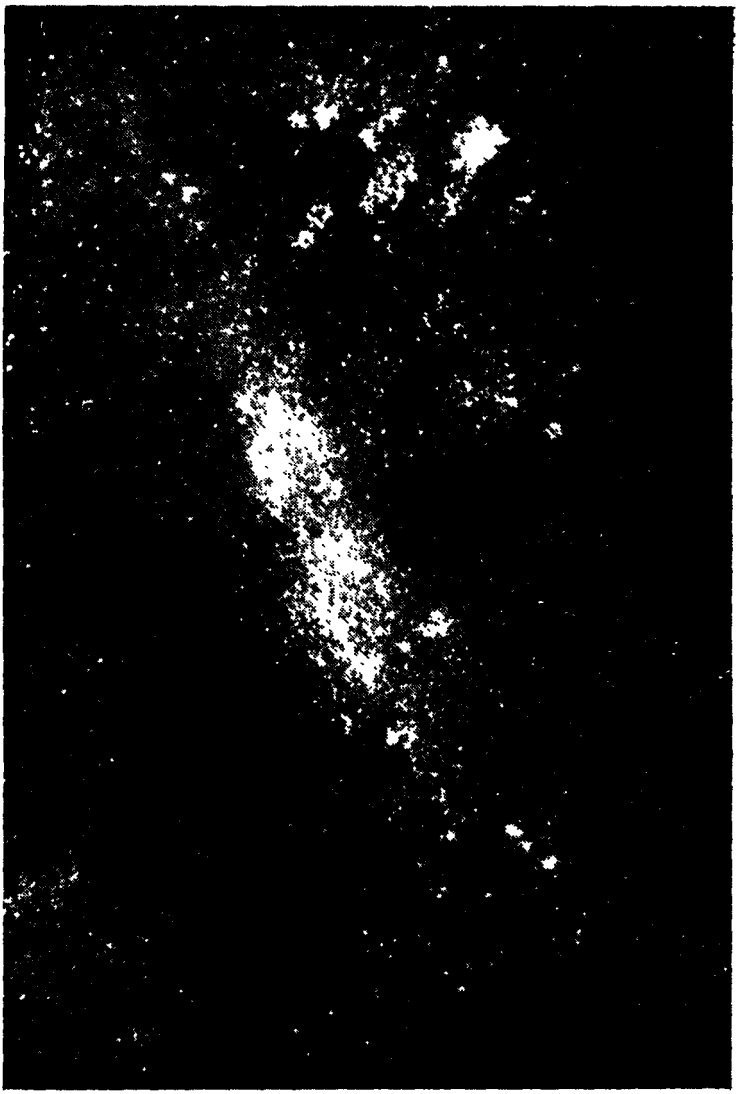


Рис. 86. Большое Магелланово Облако.

где I_0 — яркость в центре, а k определяется для каждой галактики из измерений яркости вдоль радиуса или внутри переменных диафрагм. Автор и Р. И. Носкова исследовали эти величины для 130 галактик типов S0—S—Ir, где Ir — неправильные галактики, а S0 — тип, переходный от эллиптических галактик к спиральным.

Статистически было найдено $I = 21^m,30$ на квадратную секунду дуги и, если радиус галактики до поверхностной яркости $26^m,5$ на квадратную секунду дуги считать за r, то k в среднем равно 2,3. Чем сложнее структура галактики, тем капризнее проходят изофоты на ней и тем грубее осреднения.

В некоторых галактиках существует особенно богатое яркими молодыми звездами рассеянное скопление (одно или несколько) или группы скоплений, сопровождаемые иногда яркими диффузными туманностями. По светимости они сравнимы с карликовыми галактиками. На них было обращено внимание в Бюраканской обсерватории (Армения), была исследована их светимость и частота встречаемости. По предложению В. А. Амбарцумяна области с повышенным числом горячих звезд классов B и A стали называть O-ассоциациями. Основную массу звезд диска и спиралей составляет смесь звезд главной последовательности, которую мы можем характеризовать лишь суммарной поверхностной яркостью, спектром, цветом и величиной $\mathfrak{M} : L$, так как индивидуальные звезды в этой смеси не видны даже на лучших фотографиях (на отделяющем их от нас расстоянии они слишком слабы).

Сейчас делается много расшифровок интегрального спектра и цвета галактик. В интегральном спектре линии звезд одних типов замываются наложением на них непрерывного спектра других звезд: поэтому линии поглощения в интегральном спектре очень замыты, большинство их не видно. Интенсивности линий, по которым звезды-гиганты отличают от звезд-карликов того же спектрального класса, искажены. Спектры для анализа должны быть достаточно ярки, и поэтому исследуются спектры ядра галактики и ближайших к нему частей. Больше всего анализируют спектры M 31 и M 32 методом подбора такой смеси звезд, чтобы она удовлетворяла наблюдаемому цвету, распределению энергии в интегральном спектре, относительным интенсивностям главных линий и определенному из наблюдений вращения значению отношения $\mathfrak{M} : L$. Мы не будем приводить деталей, потому

что выводы подобного рода пока неоднозначны. Уверенно выводится, по-видимому, лишь то, что в звездной смеси доминируют карлики класса M красного цвета, малой светимости, но с массой не на много меньше солнечной.

В ветвях M 31 и M 32, где звезды реже, выделяются индивидуально ярчайшие сверхгиганты — это несколько неправильных переменных звезд спектральных классов A—G и менее яркие горячие голубые сверхгиганты. Последние немногочисленны, но придают спиральным ветвям голубоватый цвет. Затрудняет расшифровку еще то обстоятельство, что сейчас, помимо деления звезд на гиганты и карлики, выделяют субгиганты и, кроме того, находят звезды одного спектрального класса, но с разным содержанием металлов, что проявляется в различии интенсивностей линий металлов в их спектрах. Ядра спиральных галактик и сходные с ними однородностью состава и распределением яркости эллиптические галактики не содержат сверхгигантов, но обычные красные гиганты с $M \approx -2^m$ в них есть.

Неправильные галактики клочковатого подтипа Ir I богаты горячими звездами-гигантами, но они все же менее ярки, чем в ветвях гигантских спиралей. Немногочисленные неправильные галактики подтипа Ir II, при неправильной в общем форме, не содержат горячих сверхгигантов, и их поверхностная яркость более однородна.

Диффузная материя в большом количестве наблюдается в неправильных и спиральных галактиках, где она сосредоточена в спиральных ветвях, и она-то вместе с горячими гигантами обрисовывает спиральные ветви. Если убрать их (они по массе дают мало), то останется сплюснутый диск звезд нижней части главной последовательности. Всего заметнее большие яркие диффузные туманности, иначе говоря, области H II, выделяющиеся наиболее четко в лучах H_α. Эти туманности светятся, испуская яркие линии в результате облучения их ультрафиолетовым светом самых горячих звезд. В M 31 их обнаружили сотни. Они дают тепловое излучение в радиодиапазоне. Система областей H II при малой дисперсии по оси Z (перпендикулярно к галактической плоскости) хорошо обрисовывает плоскость галактики. В нашей Галактике есть более тысячи малых правильно очерченных планетарных туманностей. В M 31 обнаружены лишь ярчайшие из них.

Темная материя, не освещенная звездами мелкая космическая пыль, также присутствует в больших количествах в спиральных ветвях и в неправильных галактиках. Иногда ее облака перемешаны с диффузными туманностями или тянутся длинными волокнами вдоль спиральных ветвей, тяготея к их внутренней стороне. Они иногда очень значительно поглощают свет. В совокупности темные туманности выглядят как темная полоса вдоль экватора сильно наклоненных к нам спиральных галактик (рис. 87). Немного пыли встречается в галактиках типа S0 и даже в некоторых галактиках типа E.

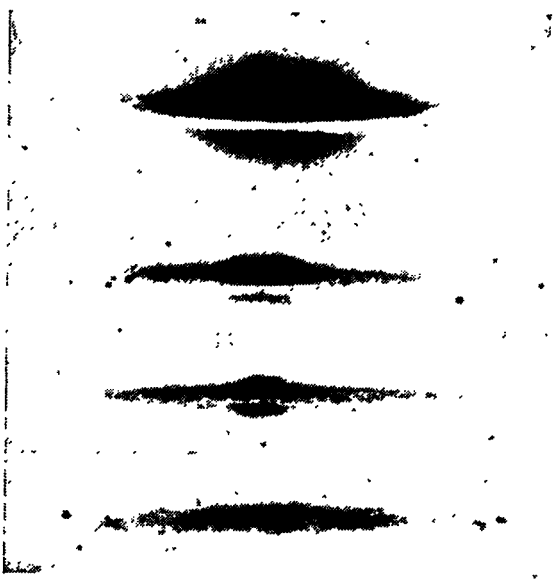


Рис. 87. Слой пыли в галактиках, видимых с ребра.

Облака космической пыли иногда ярко освещены звездами-гигантами, и тогда наблюдаются как светлые диффузные туманности.

Новые возможности открыло наблюдение радиометодами невидимых газов, в первую очередь, нейтрального водорода H I в его линии излучения $\lambda = 21$ см и молекулярного водорода, о существовании которого и не подозревали раньше. Радионаблюдения позволяют определить

как суммарное излучение H I в названной линии для далеких или маленьких галактик, так и детали его распределения по видимой поверхности галактики. Количество H I вычисляется по мощности его излучения с данной площади. Так выяснилось, что масса H I во много раз больше светящейся массы водорода в областях H II. Нейтральный водород составляет, таким образом, заметную долю общей массы галактики, создаваемой звездами. В галактиках типа E его либо нет, либо мало, в спиральных же его содержание растет от ранних типов Sa, через тип Sb к поздним типам Sc и к неправильным; по массе его бывает до 10% и даже более, что позволяет, пользуясь полученной корреляцией, по измеренной массе всего H I оценить полную массу галактики. Максимум концентрации H I приходится на внешние части видимых спиральных ветвей, а по радиусу он прослеживается за пределы галактик, видимые на лучших фотографиях и в плоскости их экватора, и по обе стороны от него, так что галактика со всем ее содержимым, можно сказать, погружена в облако H I. Но это не просто облако. Так называемый апертурный синтез позволяет видеть его структуру и сравнивать ее с видимой оптически структурой галактики. В общем, спиральные ветви прослеживаются и в H I, но не вполне совпадают со звездными ветвями.

Радиоастрономически можно точно определить не только лучевую скорость системы как целого, о чем мы уже упоминали, но и получать кривые лучевых скоростей вращения, прослеживая их точнее и дальше от центра, чем это удается по оптическим спектрограммам.

Молекулярный водород H_2 встречается в количествах от 0,1 до 10 по отношению к H I.

В последние годы по радиолиниям в галактиках обнаружены межзвездные молекулы OH, CO и другие.

Сравнивая относительные интенсивности линий в спектрах звезд одинаковой светимости и спектрального класса и относительные интенсивности ярких линий в спектрах газовых туманностей разных систем, давно пытались выяснить, есть ли между этими объектами химические различия, быть может, указывающие на различные начальные условия их образования. Сравниваются и их диаграммы светимость — цвет. Ван ден Берг к 1974 г., выполнив такие сравнения и просуммировав полученные результаты, пришел к двум выводам:

1. Между галактиками есть несомненные различия в химическом составе.

2. Существует градиент химического состава внутри отдельных галактик. Галактики с большей средней плотностью содержат больше металлов, а внутри галактик области с большей звездной плотностью содержат больше металлов в ее объектах.

По мнению автора данной главы выводы эти еще не очень убедительны и не могут считаться окончательными. В данных нередко встречаются противоречия, и материала для таких обобщений еще маловато.

§ 5. Строение и свойства галактик

Выше мы уже осветили ряд относящихся сюда вопросов, но надо добавить еще многое.

Форма спиральных ветвей, как оказалось, хорошо соответствует логарифмической спирали

$$r = r_0 \exp(\varkappa\alpha),$$

где $\alpha = \pi\varphi : 180$ и $\varkappa = \operatorname{ctg}\mu$, или

$$\lg r = \lg r_0 + c\varkappa\varphi,$$

где $c = \frac{\pi}{180}\lg e = 0{,}00758$.

Здесь μ — характеристический угол между радиусом-вектором точки спирали и касательной к ней. Конечно, тут имеется ввиду истинная форма ветвей в их плоскости, а не форма, искаженная проекцией. В среднем $\mu = 73°$ и варьирует в пределах 54—86°. Первое значение соответствует широко раскрытым ветвям, второе относится к спиралям, приближающимся к окружности.

Бывает, что ветви имеют несколько различные формы. Встречаются галактики с тремя-четырьмя ветвями и такие, у которых есть ветви внутренние и внешние, или «многорукавные». Вернее сказать, у последних ветви не сплошные, а состоят из дуг, не связанных друг с другом.

Двух- и даже трехъярусные спиральные галактики, обнаруженные автором (как NGC 1068), свидетельствуют о сложности этих явлений природы. Еще ранее Хаббл обнаружил, что есть галактики с «перекладиной» — по-английски «бар»,— в центре которой находится их ядро, а спиральные ветви отходят от концов бара, но есть и такие, в которых ветви отходят от середины бара; пос-

ледние представляют трудность для теории, считающей ветви «истечением» из бара. Обнаружено течение газа от ядра вдоль бара со скоростями до 100 км/с. В области спиральных ветвей, как показал автор, в большинстве случаев вращение близко к твердотельному, и точка перегиба на кривой вращения находится там, где ветви уже не прослеживаются, хотя свечение системы тянется еще далеко. Нередко ветви отходят не от бара, а от периферии кольца, для которого бар является диаметром.

Много дебатов вызывал вопрос о направлении вращения галактик — идет ли оно так, что ветви при этом «волочатся» или, наоборот, «разматываются». Это важно для теории их происхождения. Острота вопроса сгладилась, когда автор настоящей главы обнаружил галактики, имеющие одновременно ветви противоположных направлений, т. е. одни «волочащиеся», другие «разматывающиеся». Если вращение почти твердотельно, то нет помех для возникновения ветвей любой формы.

Хаббл ввел обозначения для простых спиралей — S, для «пересеченных спиралей» (с баром) — SB. Для промежуточных форм (очень короткий бар) вводились обозначения SAB или другие. Неправильные галактики он обозначал через I или Ir, но, как мы уже отмечали, существует две их разновидности. Эллиптические галактики по Хабблу обозначаются буквой E с прибавлением цифры от 1 до 7, которая указывает степень сжатия, определяемую отношением

$$10(a - b) : a,$$

где a и b — видимые диаметры (обычно искаженные для нас проекцией). Потом он нашел «линзовидные» галактики с «балджем» (большим ядром), окруженным диском, в котором спиралей нет. Он их обозначил S0. Дальнейшие наблюдения показали, что классификация Хаббла не отражает всего многообразия существующих форм и свойств галактик, и было предложено несколько других классификаций, еще быстрее «отстававших от жизни», и мы на них останавливаться почти не будем.

Хаббл ввел еще следующие важные дополнения. Сейчас им приходится придавать другой, более глубокий смысл, чем предполагал Хаббл. Аморфные, бесструктурные спиральные ветви, не содержащие сверхгигантов и бедные газом, отмечаются приставкой a(Sa). Очень клочковатые ветви с множеством горячих звезд-гигантов и богатые газовыми туманностями — приставкой c(Sc), а спи-

рали промежуточного вида отмечаются приставкой b(Sb). Такова M 31 (Sb), а M 33 есть Sc. Наша Галактика может относиться к типу Sbc — промежуточная спираль. У Sc ядра значительно меньше, чем у Sb. Но у Sa, вопреки мнению Хаббла, они бывают разными.

После многих попыток теоретически объяснить существование спиральных галактик при наличии не строго твердотельного вращения очень популярной стала теория, основы которой заложили Лин и Шу в 60-е годы.

Выше было сказано, что попытки установить пропорцию разных звезд в галактиках из анализа спектров предпринимались пока лишь для немногих ближайших крупных объектов и только для их центральной яркой части. Косвенным образом о мере участия горячих молодых звезд в общем излучении можно судить по показателям цвета — разностям яркости в красных R, визуальных V, фотографических (синих) лучах B и в ультрафиолетовых лучах U. По Вокулеру средние показатели цвета 460 галактик указывают на прогрессивное усиление ультрафиолетового излучения в следующих последовательностях:

	E	S0	Sa	Sb	Sbc	Sc	IrI
$B-V$	0,92	0,92	0,82	0,81	0,63	(0,50)	0,50
$U-V$	0,50	0,48	0,28	0,27	—0,02	(—0,12)	(—0,20)

(показатели цвета здесь исправлены за искажение цветов, вносимое избирательным поглощением света в межзвездной пыли).

Слой, в котором сконцентрирована пылевая компонента (диффузная и компонента, сконцентрированная в облаках), газо-пылевые и чисто газовые диффузные туманности и горячие звезды, в среднем имеет толщину около 200 км, что мало в сравнении с толщиной балджа галактик типа S0, Sa и Sb, особенно, если учитывать толщину всей сферической компоненты. Планетарные туманности и вспыхивающие новые звезды образуют промежуточную систему с меньшей концентрацией к экваториальной плоскости и с большой дисперсией скоростей относительно скоростей, обусловленных их участием в общем вращении галактики.

В Магеллановых Облаках можно фотометрически и колориметрически исследовать многочисленные переменные звезды, особенно цефеиды, спектрально изучать звезды-гиганты, в частности звезды типа Вольфа — Райе

(с яркими полосами в спектре), диффузные туманности и ярчайшие из планетарных туманностей.

Большой интерес представляет знание того, как галактики распределяются по светимостям, что в некоторой степени отражает их распределение и по массе, так как при одинаковом составе входящих в них звезд масса пропорциональна светимости. Это положение более оправдано для однотипных галактик, в особенности для эллиптических, у которых нет большого различия ни в структуре, ни в цвете. Но сперва пытались получить общую картину для всех типов галактик вместе, и тогда казалось, что карликовых галактик с абсолютной величиной $M = -16^m$ и меньше мáло. Но потом открыли довольно много очень слабых и мелких галактик в окрестностях нашей Галактики. Многие из них настолько разрежены (как галактики типа Скульптора, или иначе «карликовые сфероидальные»), что на снимках с использованием мощных телескопов выглядят как легкое помутнение на негативном снимке фона неба. Так как подобные объекты уже на таком расстоянии от нас, на каком находятся спирали М 31 и М 33, еле-еле видны, то Цвикки считал, что их везде не меньше, чем в наших окрестностях, их размер и светимость «сходят на нет», а число все возрастает. Это, пожалуй, крайнее мнение, так как возможно, что около нас случайно оказалось много карликовых галактик. Все же находимый ранее максимум абсолютной величины у галактик, примерно равный -17^m или -16^m, следует существенно сдвинуть в сторону величин, характерных для мелких галактик. Во всяком случае в скоплениях галактик (где они гораздо многочисленнее на единице площади) видно больше таких галактик, чем галактик фона. Число первых, начиная от ярчайших, поднимается неуклонно до тех, которые на 7^m слабее. В больших скоплениях ярчайшая галактика имеет обычно $M = -21^m$, а значит, в скоплении рост числа галактик (по крайней мере карликовых), например с $M = -14^m$, продолжается.

В каталоге Вокулера, содержащем 1528 галактик, полном до 13-й видимой величины в объеме радиусом до 4 Мпс и до $M_{\text{фгр}} = -15^m$, распределение галактик по типам (в %) таково:

E	S0	Все S	Все Ir	Пекул.
13,0	21,5	61,1	3,4	0,9

т. е. спиральные являются преобладающими, но в скоп-

лениях сильно преобладают E и S0, а среди галактик слабее, чем с $M_{фгр} = -15^m$, спиралей очень мало.

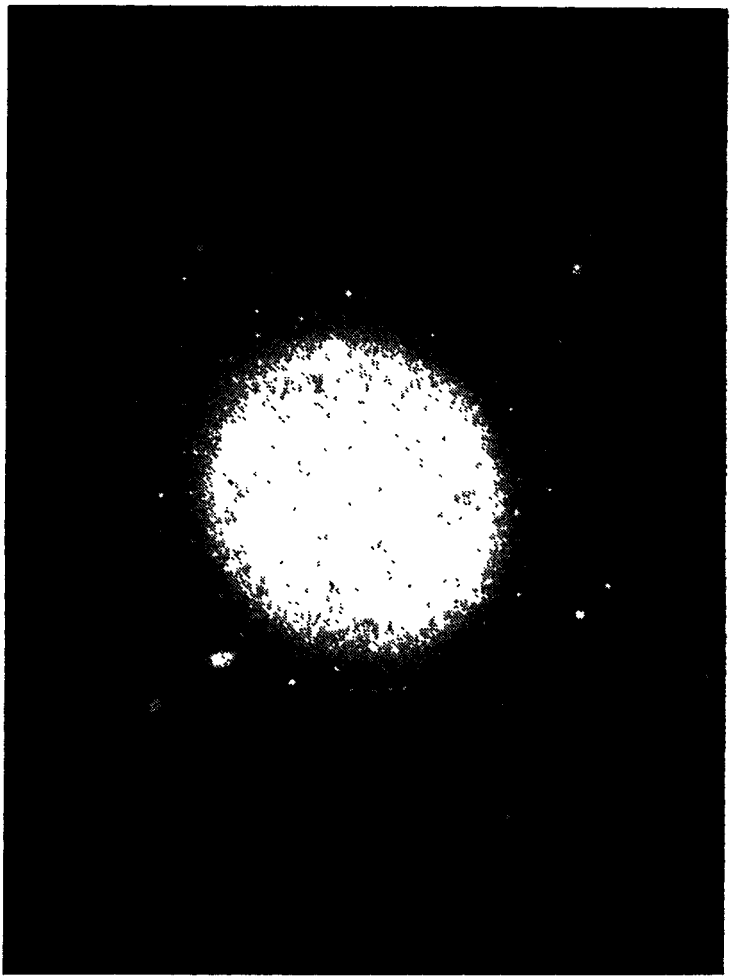


Рис. 88. Эллиптическая галактика M 87 с ее шаровыми скоплениями.

Пространственную структуру галактик типов E и S0 можно узнать, вычисляя пространственные плотности в функции радиуса из результатов точной фотометрии их поверхностной яркости (рис. 88). Яркость, измеренная в

точках вдоль видимого радиуса, создается излучением всех звезд, лежащих на луче нашего зрения — на хордах сфероида. От яркости в проекции можно перейти при условии наличия центральной симметрии к объемной яркости. Для галактики NGC 3379 получалась, например, центральная плотность $400\,\mathfrak{M}_\odot/\text{пс}^3$, полная масса до $r = 100''$ $1{,}0 \cdot 10^{11}\,\mathfrak{M}_\odot$ и $\mathfrak{M}/L = 9$. Вообще у галактик типа E среднее значение $\mathfrak{M}/L$ для смеси их звезд, не наблюдаемых индивидуально, варьирует от 10 до 40. В них иногда наблюдается подобие ядер разного размера, но не столь четких, как в спиральных галактиках.

У спиральных галактик ядра очень разнообразны по относительным размерам, но в общем у галактик Sb в центре есть большой балдж, а в нем крохотное ядро, у галактик Sc ядра небольшие, а у галактик Sa ядра бывают и большие и малые, вопреки прежним наблюдениям Хаббла. Очень малые, самые внутренние ядрышки мы предложили называть керном. Б. А. Воронцовым-Вельяминовым был составлен каталог свойств 173 ядер от S0 до Sd (тип с крайней клочковатостью ветвей). В общем, с ростом светимости всей галактики (абсолютная величина M_n) растет внутри одного типа и светимость ядра (абсолютная величина M_*)

$$M_* = a + 1{,}5M_n.$$

В больших галактиках M_* варьирует от -15^m до -19^m. Величина a зависит от типа галактики. Удельные объемные светимости ядер, выраженные в светимостях Солнца на 1 пс^3, лежат в пределах 0,2—28. Массы же семи ядер, более точно определенные по их вращению, варьируют от $4 \cdot 10^8$ до $1 \cdot 10^{11}\,\mathfrak{M}_\odot$.

Керн M 31, возможно, типичен для больших спиралей (у далеких керны ненаблюдаемы). В самом центре его светимость составляет 10^4 солнечных на 1 пс^3, а при удалении от центра быстро падает и при $r = 100$ пс она в 1000 раз меньше. Со стратоскопа вне атмосферы диаметр керна определен в $1'',6$. Поразительно его автономное вращение, не связанное с вращением диска, у которого линейная скорость около центра должна быть около 0. В 1974 г. Уокер нашел, что скорость вращения ядра растет от 0 до 104 км/с до расстояния $r = 1'',9$, а затем падает как $1/\sqrt{r}$. Он считал диаметр керна равным $1'',55$, т. е. 5,2 пс, период вращения — $3 \cdot 10^5$ лет и $\mathfrak{M} = 1{,}6 \cdot 10^8\,\mathfrak{M}_\odot$. Есть и вторая аномалия: после минимума

скорости вращения в 20 км/с на расстоянии $r = 1',2$ дальше идет уже тривиальная кривая вращения внутренней части спиральных ветвей. С другой стороны, в самом керне есть дисперсия скоростей ± 20 км/с.

Радиоизлучение. Спиральные галактики с водородом дают нормальное радиоизлучение (помимо излучения газов в таких линиях, как $\lambda = 21$ см). Радиоизлучение нормальных галактик затруднено малой плотностью потоков от них порядка 10^{-27} Вт · м$^{-2}$ · Гц$^{-1}$ и менее. (Радиогалактики будут рассмотрены отдельно.) Мощность радиоизлучения, приходящего к нам от объекта, определяется через плотность радиопотока F_ν:

$$m_R = -53{,}45 - 2{,}5 \lg E_\nu.$$

Здесь коэффициент $-53{,}45$ взят условно. Радиоиндекс

$$RI = m_R - m_{\text{фгр}}$$

характеризует мощность потока F_ν в сравнении с излучением в оптической области.

Общее радиоизлучение складывается из теплового и синхротронного, возникающего при торможении релятивистских электронов в магнитном поле.

Тепловое излучение, обусловленное областями H II, зависит от количества ионизованного водорода, а доля его убывает от неправильных галактик к спиральным (Sc → Sa). Нетепловое радиоизлучение меняется пропорционально ν^α, где α — спектральный радиоиндекс. Частицы с большими энергиями, дающие при торможении синхротронное излучение в Галактике, состоят из космических лучей, удерживаемых в ней магнитным полем.

Приведем два примера частных радиообзоров. Кэзвелл и Виллс сопоставляли Кэмбриджский каталог радиоисточников 4С с 22 900 галактиками Московского каталога МКГ и с 13 000 галактик из каталога Цвикки. 164 источника радиоизлучения совпали с 232 галактиками МКГ, тогда как при случайном совпадении было бы совпадение с 116 галактиками. Отсюда было сделано заключение, что источниками радиоизлучения являются галактики с потоком $\geqslant 10^{23,5}$ Вт · см$^{-2}$ · Гц$^{-1}$ · ср$^{-1}$ (при данной чувствительности приемника).

Советский радиоастроном Г. М. Товмасян на большом радиотелескопе Паркс (Австралия) исследовал 98 галактик типа SB и обнаружил на частоте $\nu = 1410$ МГц радиоизлучение у 21 из них. Источники радиоизлучения

меньше самих галактик и совпадают с их видимым или предполагаемым ядром. Сильные эмиссионные линии в спектре есть при этом у немногих. Товмасян и другие радиоастрономы исследовали на разных радиочастотах огромное количество известных разнообразных галактик, отобранных по каким-либо специальным признакам. В одних галактиках радиоизлучение исходит от центральной области (ядра?), в других — от их плоской компоненты (звездногазового диска). Только путем подобных сопоставлений можно подойти к пониманию происхождения радиоизлучения галактик и к знанию их эволюции.

§ 6. Многообразие галактик

Первоначальная классификация Хаббла учитывала лишь внешнюю форму галактик: Sa, Sb, Sc и Ir, к которым он сам и другие добавили Sd- с крайней клочковатостью и S0-форму, промежуточную между E и S, а также разновидность с баром в центре SB и с малым баром SAB.

Карликовые галактики — сферические типа Скульптора, очень разреженные по структуре и входящим в них типам звезд,— близки к эллиптическим и обозначения еще не получили. Обозначение dE (карликовые E) может относиться и к компактным карликам E, которые в большом количестве встречаются в скоплениях. Есть довольно разреженные галактики типа E, резко отличные от «нормальных» E, и есть плотные карлики, все же не сравнимые со сферическими типа Скульптора.

Автор и (независимо от него) Цвикки (в США) обнаружили множество «компактных» галактик со столь яркой основной частью и со столь резким спадом яркости к краю, что в мелком масштабе они неотличимы на фотографиях от изображений звезд. В МКГ они обозначаются N. Вместе с тем они встречаются среди галактик разных типов Хаббла.

Автором же были обнаружены некоторые эллиптические галактики, может быть, всегда являющиеся тесными красноватыми системами высокой светимости, окруженные обширным ореолом. Морган в США обозначил их cD, и в зарубежных странах ему стали приписывать их обнаружение. Они бывают обычно ярчайшими в скоплениях галактик.

Были пожелания выделить в особый класс спиральные галактики, предположительно бедные водородом.

Выделяют галактики с аномально ярким ультрафиолетовым концом спектра, открытые сначала Аро в Мексике, а затем найденные в большом числе Б. Е. Маркаряном в Армении; их называют по фамилиям этих лиц. Они не составляют какой-либо особый класс, отличный от описанных выше.

Сейфертом в США в 1944 г. было обнаружено, что в спектрах некоторых спиральных галактик, имеющих яркие звездоподобные на вид ядра, видны яркие полосы, говорящие о выбросе газов из ядра со скоростями порядка тысяч км/с. Они не имеют особых обозначений. Их исследуют теперь очень интенсивно, в частности в СССР (А. М. Черепащук, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, В. М. Лютый, Э. К. Денисюк и другие).

В 1958 г. автор настоящей главы обнаружил существование «взаимодействующих галактик», как он их назвал; 1200 их описано в МКГ. Это тесные пары и их группы с искажением формы, с перемычками, хвостами и т. п.

Радиогалактиками называют особенно сильно излучающие в радиодиапазоне галактики. Граница их условна. Общего обозначения для них нет, но, когда радиогалактики еще не были отождествлены с галактиками, их называли, например, так: Дева А, Центавр А (они были впервые открыты в данных созвездиях), но их немного. Радиоисточник Кассиопея А относится, однако, к остатку сверхновой звезды внутри нашей Галактики.

Квазары, природа которых все еще не ясна,— это звездообразные очень далекие радиоисточники, позднее отождествленные с крайне далекими объектами — предположительно из категории галактик. Квазарами называют объекты звездообразного вида со слабым радиоизлучением или без него. В частности, к ним относятся Лацертиды — объекты, подобные BL Lacertae (Ящерицы), которые раньше наблюдались как неправильные переменные звезды с непрерывным спектром (почти без линий). Этим перечисление разных видов галактик еще не исчерпывается. Рассмотрим некоторые из них подробнее.

Галактики Сейферта, открытые в 1943 г. в количестве около десятка, имеют два типа. В типе I разрешенные линии имеют очень большую ширину, соответствующую скоростям движения газа порядка нескольких тысяч км/с. Линии эти совпадают с линиями спектров планетарных туманностей. В типе II запрещенные и разрешенные ли-

ния одинаковы и соответствуют скоростям порядка нескольких сотен км/с. Запрещенные линии возникают во внешних зонах, где плотность газа мала, а расстояние до источника ионизации значительно. В зоне свечения запрещенных линий электронная плотность порядка 10^3—10^{-4} см$^{-3}$, масса газа — 10^2—10^3 $\mathfrak{M}_\odot$, тогда как в зоне свечения разрешенных линий $n_e \approx 10^9$ см$^{-3}$, и масса газа порядка 10 $\mathfrak{M}_\odot$.

Ядра многих галактик Сейферта обнаруживают неправильные колебания блеска и цвета, которые в течение многих лет измерял фотоэлектрическим методом В. М. Лютый на Крымской станции ГАИШ. Многие из ядер галактик Сейферта являются радиоисточниками от очень сильных (Персей А или NGC 1275) до едва себя проявляющих. Радиоизлучение их, вероятно, рекуррентно и также переменно. А. М. Черепащук открыл и исследовал переменность яркости линий в их спектрах, что указывает на нестационарность истечения газа. Наблюдается и рентгеновское излучение ядер. Иногда немного меняются профили спектральных линий.

На протяжении четверти века известны были только те галактики этого рода, которые обнаружил и подробно описал Сейферт. Через 15 лет после 1948 г. автор данной главы призвал к изучению этих не забытых, но больше никем не изучавшихся объектов. Он указал на огромность извергаемой ими газовой массы и важность изучения этих «активных ядер» (их так назвали) для понимания эволюции галактик, и в 60-х годах наблюдатели буквально набросились на них. С конца 60-х годов в Бюракапе Б. Е. Маркаряном были начаты с объективной призмой систематические поиски голубых галактик, вернее, галактик с избытком излучения в фиолетовой области спектра. Исследование их со щелевым спектрографом на 125-сантиметровом рефлекторе Крымской станции ГАИШ (в основном В. Ф. Есиповым, Э. А. Дибаем и М. А. Аракеляном) помогло довести число известных галактик типа Сейферта до ста с лишним, преимущественно за счет слабых, далеких объектов. Те же астрономы вместе с Хачикяном (в Бюракане), В. И. Проником (на Крымской астрофизической обсерватории) и другими (в Алма-Ате) на отечественных и зарубежных обсерваториях детально исследовали спектры более ярких объектов.

Сейфертовские галактики составляют меньше $1^1/_2$% от обычных спиральных галактик. У нас и за рубежом

строятся физические модели отдельных ядер галактик такого типа. Из наблюдений вычисляют электронные и общие плотности, массы выброшенных газов и т. д., но мы еще далеки от понимания причины явлений и их особенностей в этих объектах. Выброс газа в периоды активности происходит и струями и в форме облаков из областей порядка сотен парсек диаметром вокруг ядра. В течение этих периодов из ядра выбрасывается в результате каких-то процессов масса порядка 10^5—10^7 $\mathfrak{M}_\odot$. Сложные, иногда меняющиеся профили широких линий в спектрах сейфертовских галактик определяют присутствие облаков, выброшенных, очевидно, с разными скоростями, а, может быть, и в разных направлениях. Различия в скоростях выброса составляют 100 км/с и больше.

Спектры сейфертовского типа обнаружены и у ряда радиогалактик. Так, Персей А есть радиоядро NGC 1275 главной галактики в скоплении Персея и имеет типичный сейфертовский спектр. Такие галактики имеют голубоватые ядра (отрицательные показатели цвета), и поэтому к сейфертовским надо отнести довольно много слабых «голубых» галактик, обнаруженных Б. Е. Маркаряном. (Цвет некоторых «голубых» галактик обусловлен наличием яркого дублета [O II] 3727—3729 Å в спектре, создаваемого большим количеством диффузных туманностей в галактиках неправильного типа Ir I.) Но в сейфертовских галактиках повышенное ультрафиолетовое излучение, вероятно, имеет синхротронную природу и испускается, по-видимому, очень горячим веществом, содержащим релятивистские электроны. Это подтверждается наличием синхротронного радиоизлучения. Некоторые такие ядра испускают и рентгеновские лучи. Отличаются ядра галактик Сейферта от обычных и сильным инфракрасным излучением из обширной области. Скорее всего оно исходит из пылевой оболочки, нагретой ядром.

Слабые эмиссионные линии в спектре NGC 4151 наблюдаются на расстоянии до 25 пс от центра, но интенсивная их часть относится к области размером 10 пс, выделяющей эруптивное ядро с видимым диаметром 0″,20, измеренным вне земной атмосферы, где телескопическому разрешению не препятствуют воздушные течения. Широкие линии водорода и разрешенные линии других элементов возникают в более плотных волокнах с электронной плотностью порядка 10^9 см$^{-3}$, а запрещен-

ные линии — в более обширной и более разреженной среде ($n_e \sim 10^3$ см$^{-3}$) массой в десятки тысяч масс Солнца. Вероятно, в малом и плотном эруптивном ядре много горячих звезд, но их линии поглощения маскируются сильным непрерывным спектром и яркими линиями газов.

От сейфертовских галактик с очень широкими линиями в их спектрах и, следовательно, с огромной скоростью выбрасываемых газов, есть переход к спиральным галактикам с меньшей шириной ярких линий и без колебаний блеска, что также говорит в пользу непродолжительности этих стадий или их рекуррентности. А. В. Засов, В. М. Лютый и Э. А. Дибай предполагают, что стадия активности ядра свойственна не всем спиральным галактикам, а лишь некоторым, имеющим определенные особенности. Мы к этому выводу присоединяемся. Вообще, открытие большого разнообразия среди галактик заставляет нас изучать их подробнее, а именно, пытаться выяснить, есть ли между ними связь и не отражает ли она эволюцию некоторых или даже всех галактик. Выше мы отметили, что уменьшающаяся до нуля интенсивность эмиссионных линий в спектрах ядер, являющаяся мерой выброса или истечения газов из них, мерой их активности, наблюдается даже в таких нормальных галактиках, как М 31, у которых есть, как мы говорили, быстро вращающийся очень малый керн, но газа в нем очень мало, и он выделяется медленно.

Взаимодействующие галактики. В 1958 г., используя начавший публиковаться Паломарский атлас неба, снятый в двух цветах и состоящий из девяти сотен листов $6° \times 6°$ в каждом цвете, Б. А. Воронцов-Вельяминов привлек внимание к распространенности явления видимого взаимодействия галактик. Взаимодействием охвачено от 5 до 10% всех систем, т. е. это не случайное, редкое явление, а закономерность, которую нельзя игнорировать, желая понять эволюцию галактик. Взаимодействие галактик отличает наличие видимых искажений обычных форм компонент: встречаются разные отростки, соединяющие их перемычки, хвосты, которые иногда намного длиннее самих галактик. Реже встречаются тесные группы (гнезда) или цепочки галактик, расположенные в линию и контактирующие друг с другом, причем все они погружены в свой общий светящийся туман. Состоит ли последний из газа или из звезд — подлежит исследова-

нию в конкретных случаях. Известно было только наличие взаимного тяготения, вызывающего орбитальное движение компонент, не наблюдавшееся, впрочем, вследствие огромной длительности периодов обращения. Часто в физической связи компонент нет уверенности. Близость величин красных смещений устанавливается с погрешностью, в действительности не превосходящей 100 км/с, а пекулярные лучевые скорости галактик в скоплениях часто превосходят 1000 км/с, так что на самом деле такие галактики могут быть не связаны; наличие же у них, скажем, хвостов, направленных в противоположные стороны, или перемычек между ними устраняет все сомнения в наличии физической связи компонент.

В. Г. Метлов показал, что в результате возможного динамического трения широкая группа галактик может

Рис. 89, *а*, *б*. Система М 51. (Изображения их взаимно зеркальное.)

сжаться в меньший объем, но это может объяснить лишь около 10% от числа обнаруженных тесных гнезд.

Распространение ЭВМ, позволяющих изображать на экране изменение в заданном расположении гравитирующих частиц, движущихся заданным образом, дало возможность Тумре и другим получить в последнее десятилетие картины моделей, сходных с действительными конкретными системами, предположив наличие взаимных приливов. Их сходство сильно ослабевает, если ввести в модель существующую в природе дисперсию скоростей

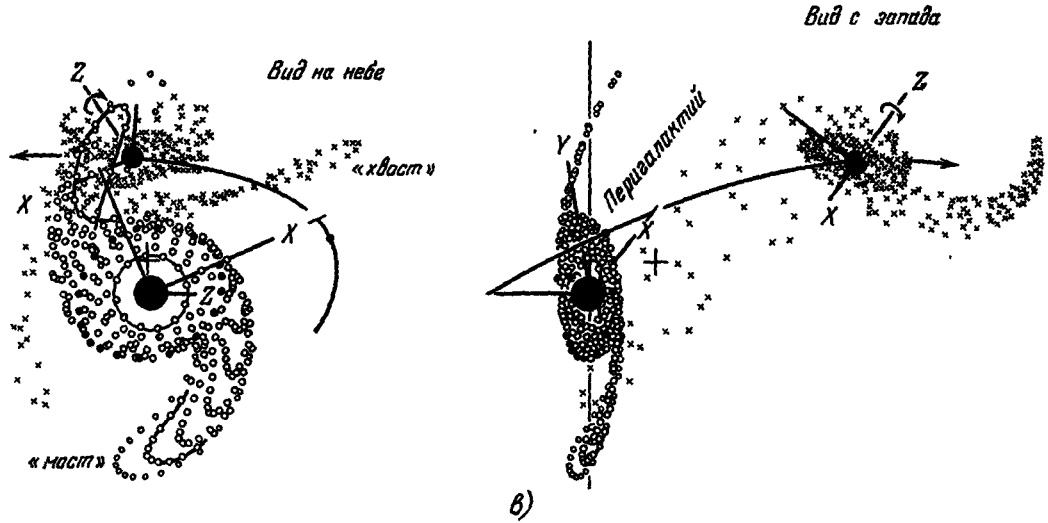
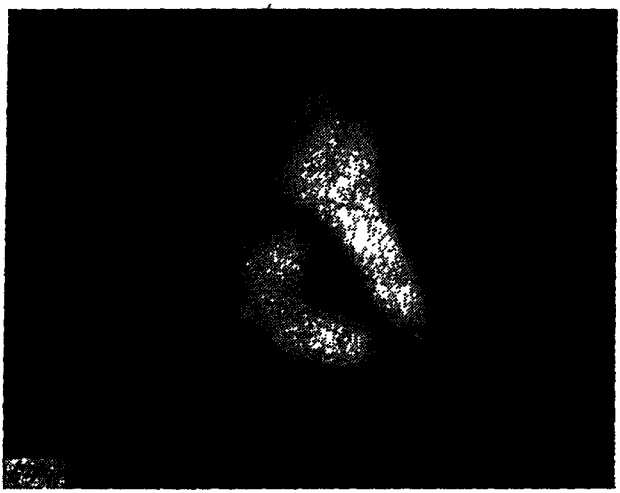


Рис. 89 в. Приливная модель по Тумре системы М 51.

частиц (звезд) и учесть их взаимное тяготение, которым для упрощения расчетов в моделях пренебрегали (рис. 89). Приливные взаимодействия между близкими галактиками должны существовать, но приливной модели для имитации ряда наблюдаемых форм совершенно недостаточно, как признали Тумре и другие авторы. Так, например, в одной паре галактик существуют две параллельные друг другу перемычки, крайне тонкие при длине до 100 000 пс и т. п. Возможно, что в процессах взаимодействия участвуют магнитные силы или явления, еще неизвестные и связанные с огромностью взаимодействующих масс и со свойствами пространства вокруг них. Моделирование процессов на Солнце, в газовых туманностях и в кометах оставалось неудачным до тех пор, пока не было обнаружено неизвестное ранее явление — поведение ионизованного газа в магнитном поле. Изучение его привело к созданию магнитогазодинамики. Яркими примерами сложности взаимодействия и противоречий с приливной теорией, в принципе правильной, но не универсальной, служат даже пары галактик, приведенные на рис. 90.

На рис. 91 показана цепочка галактик VV 172 (символом VV обозначают взаимодействующие галактики, увеличенные фотографии которых помещены в двух частях Атласа взаимодействующих галактик, составленных в 1958 и 1977 годах Б. А. Воронцовым-Вельяминовым). Бербиджи и Хойл в 1963 г. высказались о первой части этого атласа так: «Внегалактические исследования фокусировались на правильных спиральных и эллиптических галактиках. Хаббл поместил в категорию „неправильных" все галактики, которые не удовлетворяли его фундаментальной классификационной схеме... Новая линия исследований открылась с опубликованием Б. А. Воронцовым-Вельяминовым его „Атласа взаимодействующих галактик". К сожалению, открытые вскоре квазары, а также сейфертовские и радиогалактики отвлекли внимание наблюдателей, а успех моделей Тумре создал ложное впечатление, что взаимодействующие галактики есть простое следствие приливов, не стоящее дальнейшего изучения.»

Последние годы, пользуясь вступившим в строй 6-метровым рефлектором, астрономы Специальной астрофизической обсерватории (САО) и ГАИШ совместно ведут спектральные исследования — в основном определение лучевых скоростей и светимости взаимодействующих



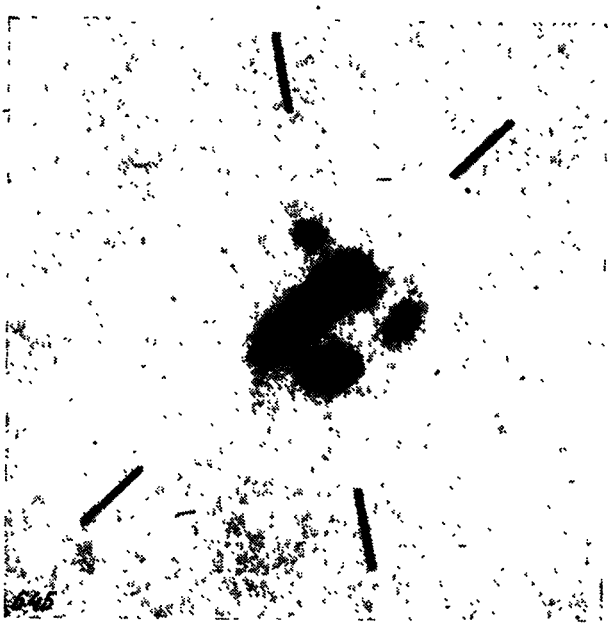


Рис. 90. Гнезда галактик VV 644 и 645.

галактик. Получен ряд новых выводов. В частности, оказалось, что гнезда и цепочки галактик являются объектами преимущественно наивысших светимостей. Дисперсия скоростей их членов оказалась неожиданно малой — в среднем около 250 км/с.

Изучение взаимодействующих систем создало у автора впечатление, что в них происходит процесс фрагментации крупных образований на более мелкие, о чем мы скажем дальше.

В некоторых парах или небольших группах галактик с членами, видимыми очень близко друг к другу, иногда

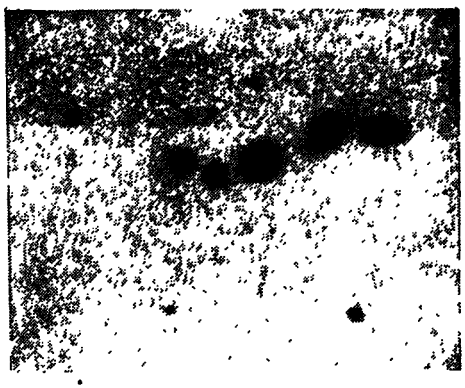


Рис. 91. Цепочка галактик VV 172.

обнаруживался член с резко отличной скоростью, при которой он не мог бы оставаться в группе. Возникает вопрос: если этот объект действительно обладает скоростью, более чем на 1000 км/с отличающейся от средних скоростей в гравитационно связанной группе, то как мог один из ее членов приобрести столь отличную скорость, да еще за короткое время, поскольку мы его наблюдаем в составе группы? Можно также предположить, что этот объект лишь случайно проектируется вблизи группы, в действительности находится очень далеко от нее и не имеет к ней отношения. Подсчеты обычно дают очень малую вероятность такой случайной проекции.

К рекордным следует отнести случай, обнаруженный в США Саржентом среди членов цепочки VV 172. Она была выделена именно как цепочка потому, что пять ее

членов находятся в контакте (см. рис. 91) и не имеют вида компактных эллиптических галактик. Работа Саржента подтвердила это — у четырех ее членов мало различающиеся красные смещения. Но второй с одного конца член имеет красное смещение, отличающееся от остальных на 21 000 км/с!

Вероятность случайной проекции «в область группы», меньше $1:10^4$ и даже много меньше, если учесть сходство вида и точное попадание галактики в малое пространство между ее соседками. Третье предположение горячо защищается Арпом в США. Он полагает, что по неизвестной причине существуют большие красные смещения в спектрах галактик некосмологической природы, т. е. обусловленные не законом красного смещения Хаббла. Он относит к объектам с нерелятивистским красным смещением квазары (о них см. ниже). Арп проводит статистические подсчеты находимых им симметрий в расположении звездоподобных радиоисточников по отношению к каким-либо крупным галактикам. Его вероятностные подсчеты подвергались критике. Арп также находил случаи, когда объекты с резко различными красными смещениями имели, как будто, связующее их волокно или перемычку, что говорит в пользу их несомненной близости друг к другу в пространстве. Эти фотографии Арпа не получили подтверждения у других наблюдателей, и подобная серия аргументов, таким образом, также встретила мало поддержки. И тем не менее случаев очень малой вероятности видимой близости одного объекта к другим при резком различии красных смещений все же немало.

То обстоятельство, что среди двух десятков цепочек, в которых изучены спектры части их членов, обнаружены очень редкие в природе галактики Сейферта, говорит в пользу особого места цепочек среди малых звездных групп.

Большой интерес представляют также и гнезда галактик, состоящие из трех и большего числа членов. Истинные гнезда среди них очень редки. Поразительно следующее. В «Атлас взаимодействующих галактик» был внесен объект VV 644, который на передержанном и малоформатном изображении, приведенном в Паломарском атласе, был предположительно идентифицирован как две слившиеся галактики. Астрономы Армении и ГАИШ убедились, что на самом деле это — гнездо из пяти-шести

членов, почти контактирующих друг с другом. Объект VV 645, включенный в атлас и описанный (по его виду) как «браунинг» по снимку, сделанному итальянскими астрономами, оказался гнездом четырех — пяти компактных галактик, поразительно сходных с VV 644. Его абсолютная величина $-22^m,3$, тогда как просто клочковатые неправильные галактики обычно меньше по светимости в тысячи раз.

Несколько особняком от упомянутых взаимодействующих галактик стоят такие пекулярные объекты, как кольца без спиралей снаружи, но с ядром или без ядра внутри. Последние оказались гигантскими и по светимости и по размеру. Опубликовано несколько попыток представить их на ЭВМ как модели компактной галактики, столкнувшейся в лоб с облаком межгалактического водорода или с другой галактикой, обладающей уплощенным диском. Такие модели заставляют считать эти объекты очень редким результатом случайных столкновений, маловероятным, как показали расчеты В. Г. Метлова.

§ 7. Источники радиоизлучения и радиогалактики

В настоящее время благодаря радиообзорам неба на разных частотах, сделанным при помощи больших радиотелескопов в обоих полушариях, известно более 100 000 радиоисточников. Максимум усилий направлен на отождествление радиоисточников с оптическими объектами. Точность нахождения их координат быстро растет, как и определение их диаметров; для этого используют при малых размерах радиоисточников их мерцание, вызываемое межпланетной плазмой, покрытие их Луной и наблюдения с применением интерферометров с базой, приближающейся по размеру к диаметру Земли. Таким же способом были измерены диаметры квазаров, меньшие $0'',001$, и расстояния между их компонентами около $0'',01$, что далеко превышает точность оптических наблюдений. Отождествления невозможны, если объект оптически невидим вследствие его дальности или малой оптической яркости. Не отождествлено еще большинство радиоисточников.

Сначала были открыты мощные радиоисточники, оказавшиеся по большей части гигантскими галактиками, а некоторые из них — остатками вспышек сверхновой

(Кассиопея 1, туманность Краб М 1). Затем были открыты квазары — квазизвездные мощные и очень далекие радиоисточники еще неясной оптической природы и далекие компактные радиогалактики, обозначаемые буквой N. А недавно в родственную им группу включены новые объекты — Лацертиды, типа голубой «переменной звезды» BL Ящерицы. Большинство их переменны и в оптическом и в радиодиапазоне. Есть еще квазаги, которые являются спокойной стадией квазаров; их излучение, по-видимому, рекуррентно. Большинство мощных радиогалактик — это эллиптические галактики-гиганты, главные в скоплениях галактик. Радиоизлучение после ряда неудач было найдено у некоторых рядовых галактик типа Е, а также у некоторых спиральных — сейфертовских. Каталог квазаров к 1981 г. содержит их более 1000.

В дифференциальной форме функция светимости радиоисточников по Г. В. Шоломицкому (ГАИШ) имеет вид

$$dn = 1{,}3 \cdot 10^{33} P^{-2{,}18} dP \text{ Мпс}^{-3},$$

где P — поток в Вт · Гц$^{-1}$ · ср$^{-1}$ на частоте 178 МГц.

Б. В. Комберг и М. А. Смирнов нашли, что во взаимодействующих парах галактик часто происходит перетекание газа от спиральных галактик к эллиптическим, как следует из анализа цветов, показывающих тогда аномалии, вызываемые изменением темпа звездообразования. Число ярких радиоисточников растет быстрее, чем в случае модели нерасширяющейся вселенной. По-видимому, функция светимости эволюционирует со временем.

Самой далекой галактикой из известных к 1975 г. является радиогалактика 3С 123 с $z = 0{,}637$, или $v = 135\,000$ км/с. Ее видимая звездная величина равна $21^m{,}7$, расстояние до нее — 2700 Мпс. Она в 10 раз больше, чем Галактика. У самого дальнего квазара N 172 $z = 3{,}53$, а наивысшую визуальную светимость имеет квазар 3С 279. Его блеск колеблется с амплитудой, большей $6^m{,}7$, с периодом около 7 лет. В 1937 г. в максимуме он равнялся $11^m{,}3$ и имел $M_V = -31{,}4$! Это в 10^4 раз выше светимости галактик-сверхгигантов.

Источники, наблюдаемые индивидуально, вносят около половины всего приходящего к нам радиоизлучения. Остаток должны вносить как мощные далекие, так и близкие очень слабые радиоисточники. В дециметровом и сантиметровом диапазонах было открыто тепловое изотропное радиоизлучение фона Метагалактики. Оно соот-

ветствует черному телу с температурой 3 К и называется реликтовым. Его наличие говорит в пользу эволюционных моделей Вселенной и против стационарной модели. Реликтовое излучение считается следствием существования в далеком прошлом крайне высокой температуры в плотной газовой «горячей вселенной» в начальную эпоху ее расширения.

Вдали от ярких звезд плотность излучения преобладает в основном в области длин волн 0,1—1,0 мкм, что тоже соответствует 3 К, а изотропное реликтовое излучение соответствует планковскому в более широком интервале длин волн от 0,3 до 50 см. Галактики занимают малую долю объема Метагалактики, и энергия, исходящая от их звезд, составляет малую долю от всего излучения при 3 К.

Структура радиогалактик. Замечательно и вместе с тем очень важно, что 60% всех радиоисточников двойные. В радиогалактиках оптически видимая галактика находится в таких случаях между ними. Расстояния между компонентами-плазмоидами (облаками газа с релятивистскими частицами, излучающими синхротронно) даже в проекции достигает сотен мегапарсек. В одних случаях это расстояние сравнимо с размером компонент, в других случаях оно во много раз больше.

Плазмоиды должны нести в себе магнитное поле. Нестабильность плазмы в них должна порождать магнитное поле и передавать энергию релятивистских протонов релятивистским электронам. Торможение их в магнитном поле и создает синхротронное радиоизлучение, как в 1953 г. выяснил И. С. Шкловский.

После мощных радиогалактик, гигантских по оптической светимости и размерам, идут менее крупные N-галактики, а затем малые ядра некоторых (радиоизлучающих) сейфертовских галактик. Но статистически радиоизлучение доминирует у компактных объектов — ядер сейфертовских галактик, N-галактик и даже таких эллиптических, как Дева А — гигантской эллиптической галактики NGC 4486 в ближайшем к нам скоплении галактик в Деве (см. рис. 88).

По внешнему виду радиогалактики не имеют каких-либо особых общих черт. То же касается их спектров. Хотя в последних почти всегда присутствуют не очень сильные эмиссионные линии газов, такие спектры наблюдаются и у радиогалактик без радиоизлучения.

Наиболее распространены радиогалактики вида гигантских эллиптических галактик, подобных Деве А. Но из ее ядра (размытого, не столь резко выделяющегося, как ядра спиральных галактик) видна выходящая короткая узловатая деталь, называемая выбросом, каковым она, по-видимому, и является. Эта деталь — центр внутреннего малого радиоисточника и пары гигантских плазмоидов, образующих типичный двойной гигантский радиоисточник вне видимых пределов галактики. Подобные выбросы практически в других радиообъектах не наблюдаются, правда, они значительно дальше от нас.

Этот выброс в Деве А имеет непрерывный спектр без линий, по-видимому, синхротронного излучения газа, который лишь в небольшом количестве наблюдается в спектре самого ядра. Свет сгустков выброса поляризован. Их диаметр менее 20 пс, а светимость — как у очень карликовых галактик ($M = -13^m,9$). Из ядра выходят и другие выбросы — с непрерывным спектром и эмиссионные. Наконец, Дева А окружена обширнейшей короной диаметром 60′, состоящей из звезд, тогда как на глаз ее диаметр на фотографии составляет всего 2′!

Известно уже 16 очень далеких радиогалактик. Примером их является объект, считавшийся ранее переменной звездой X Волос Вероники. Ее блеск медленно и неправильно менялся в начале века от 14^m до $17^m,5$. В максимуме блеска при вспышке ее абсолютная величина $M_{фгр} = -24^m,2$. Спектр ее непрерывный, яркий — в голубой части без линий поглощения, но с эмиссионными линиями H и [O II], [O III], широкими, как у галактик Сейферта. Этот спектр исходит из ее звездообразного ядра; оно имеет очень слабо светящуюся оболочку, в спектре которой присутствуют линии поглощения, как у галактик типа E, и в ее континууме такое же распределение энергии, как и в последних. Галактики N бедны металлами, переменный блеск всех их сильно поляризован, и их можно считать объектами промежуточными между гигантскими радиогалактиками типа E и квазарами. Максимумы переменных блеска и радиоизлучение идут от маленького ядра, находящегося как бы в центре эллиптической галактики.

С галактиками N очень сходны объекты типа BL Ящерицы, которая раньше тоже считалась неправильной переменной звездой, но оказалась переменным радиоисточником. Быстрые колебания блеска достигают $1^m,5$ за

20 мин. Сначала в континууме ее спектра не могли обнаружить ни темных, ни ярких линий. Но в конце концов их нашли, измерили по ним красное смещение и определили $M_{фгр} = -22^m,9$. Была обнаружена и слабая, туманная оболочка вокруг BL Ящерицы. Сейчас их известно около десятка. По-видимому, объекты типа BL Ящерицы имеют такие же структуры, светимости и переменности, как радиогалактики N, и различие их лишь в том, что у последних очень ярки широкие линии, характерные для галактик Сейферта, а у первых линии узки и едва видимы.

В обоих случаях обширная оболочка яркого ядра является гигантской галактикой типа E. Поэтому, учитывая переменность, характерную для спектров галактик Сейферта, и вероятную рекуррентность их стадии, можно считать оба эти типа радиогалактик разными фазами эволюции одних и тех же объектов и даже, быть может, радиогалактик типа Дева А.

Причина оптической переменности радиогалактик и галактик Сейферта неизвестна, но, исходя из знания быстроты изменения их блеска, следует думать, что она не может обусловливаться изменением величины или яркости поверхности одного тела. Модели таких переменных радиоисточников разработаны Л. М. Озерным и его коллегами.

Другую интересную разновидность радиогалактик представляют собой кометовидные галактики. Оптически это эллиптические галактики с радиоконтурами, удаляющимися и расширяющимися по мере удаления от оптической галактики наподобие кометного хвоста. Поэтому их обычно называют радиоисточниками «голова-хвост». Пока известны их единичные представители. Типична для них в скоплении галактик Персея NGC 1265. (Существуют и оптические кометообразные галактики. Например, у NGC 4861 за компактной «головой» тянется газовый «хвост» — полоса свечения, богатая ионизованным водородом.)

Галактика NGC 1265 по отношению к скоплению Персея имеет скорость 3000 км/с. Возможно, что при столь быстром ее движении сквозь межгалактическую среду, уплотненную в центральной области скопления, с галактики «сдуваются» ее протяженные радиокомпоненты, так как их движение тормозится средой. У радиогалактики этого типа 3C 129 (3C — по 3-му Кембриджскому катало-

гу радиоисточников) длина хвоста в проекции на небо составляет 625 кпс!

К особой группе галактик относили М 82 (спутник большой спирали М 81), являющуюся прототипом галактик Ir II, которые неправильны по форме, клочковаты, но в то же время аморфны и желтоваты и, видимо, не содержат больших количеств горячих звезд и рассеянных скоплений, как Ir I. Кроме того, ее интегральный класс спектра А5 и показатель цвета $B-V=0{,}91$ были в противоречии. Последнее вызвано, по-видимому, изобилием пыли, так как поглощение в ней света горячих звезд делает ее желтоватой. У М 82 было обнаружено слабое радиоизлучение со спектральным индексом *) $\alpha=0{,}2$, как у остатка вспышки сверхновой — туманности Краб с синхротронным радиоизлучением.

В М 82 В. А. Домбровский обнаружил поляризацию (до 15%). В М 82 выявилось множество волокон, преимущественно перпендикулярных к видимой большой оси ее изображения. Но сенсацию вызвало спектральное исследование волокон в ней и истолкование его результатов, выполненные Сэндиджем и Линдсом в 1963 г. Волокна оказались излучающими в основном красную линию водорода H_α на протяжении 3—4 пс. Спектральные линии, полученные при щели, параллельной малой оси изображения, показали наклон, говорящий о прогрессивном изменении скорости вдоль волокон от нуля до 150 км/с.

Плоскость симметрии М 82 несомненно наклонена сильно. Ее угол с лучом зрения оценили в 8°,4. Учитывая этот наклон, исследователи заключили, что истинная скорость истечения газа достигает 1500 км/с, т. е. катастрофически велика. За этим последовал вывод, что в ядре галактики $1^1/_2$ миллиона лет назад был взрыв, выбросивший газы с этой скоростью вдоль оси вращения М 82. Так, М 82 прославилась как «взрывающаяся галактика». Явное ядро в ней даже в инфракрасных лучах, меньше поглощаемых пылью, до сих пор не обнаружено. Ядер в галактиках Ir I вообще не бывает, однако о взрыве в М 82 говорят уже 17 лет, но что же кроме ядра может взорваться? Долю в такой интерпретации играет «мода»

*) Спектральный индекс α есть показатель степени в зависимости, дающей спектральную плотность потока F_ν в функции частоты ν: $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$.

на взрывы в космосе, возникшая после Второй мировой войны.

В последние годы появились работы, предлагающие другую интерпретацию полученных наблюдений, не приводящую к выводу о бывшем взрыве и чрезвычайно больших скоростях движения газов в М 82.

Однако центральный взрыв как механизм образования двойных радиогалактик — единственное их объяснение. Двойная радиогалактика Лебедь А была отождествлена оптически с очень далекой галактикой 17-й звездной величины, но ее структуру до сих пор с существующей аппаратурой распознать бесспорно не удается. На одной из последних фотографий усматривают два «ядра» в состоянии столкновения с расстоянием между центрами 2″, тогда как при наилучших качествах изображений из-за турбулентности атмосферы диск звезды должен иметь диаметр 1″ (редко меньше). Ее абсолютная звездная величина $M = -21^m,1$. На расстоянии не менее 250 Мпс 2″ соответствуют 10^3 пс, т. е. 1 кпс. Ядро окружено «гало» с диаметром 25 кпс. Ранее вместо этой картины представлялось изображение, разделенное темной полосой посредине, что можно было толковать как две столкнувшиеся большие галактики (а не ядра) или как нечто сходное с Центавром А и Печью А, которые выглядят как гигантская эллиптическая галактика, пересеченная по экватору (?) широкой полосой пыли, как в спиральных галактиках.

Слабосветящееся «гало», должно быть, не является аморфной сферой, а имеет, вероятно, структуру, пока еще неясную.

Радиоструктура Лебедя А сложна (рис. 92). С оптической галактикой связан слабый радиоисточник размером 2 кпс, который в 50 раз слабее, чем две далекие компоненты. «Изолинии» радиоизлучения показаны на рис. 92. Лебедь А является одним из сильнейших радиоисточников.

Расстояния плазменных компонент от центрального или оптического источника максимальны у РА 240 и 3С 236. Первый имеет в центре два источника диаметром по 1″ и с расстоянием между ними 1″. Расстояние между далекими компонентами составляет 2 Мпс! Восточная компонента отождествлена со спиральной галактикой 15^m по каталогу МКГ 9—13—66, имеющей выброс длиной 17 кпс, а центральная компонента — с МКГ 9—13—57

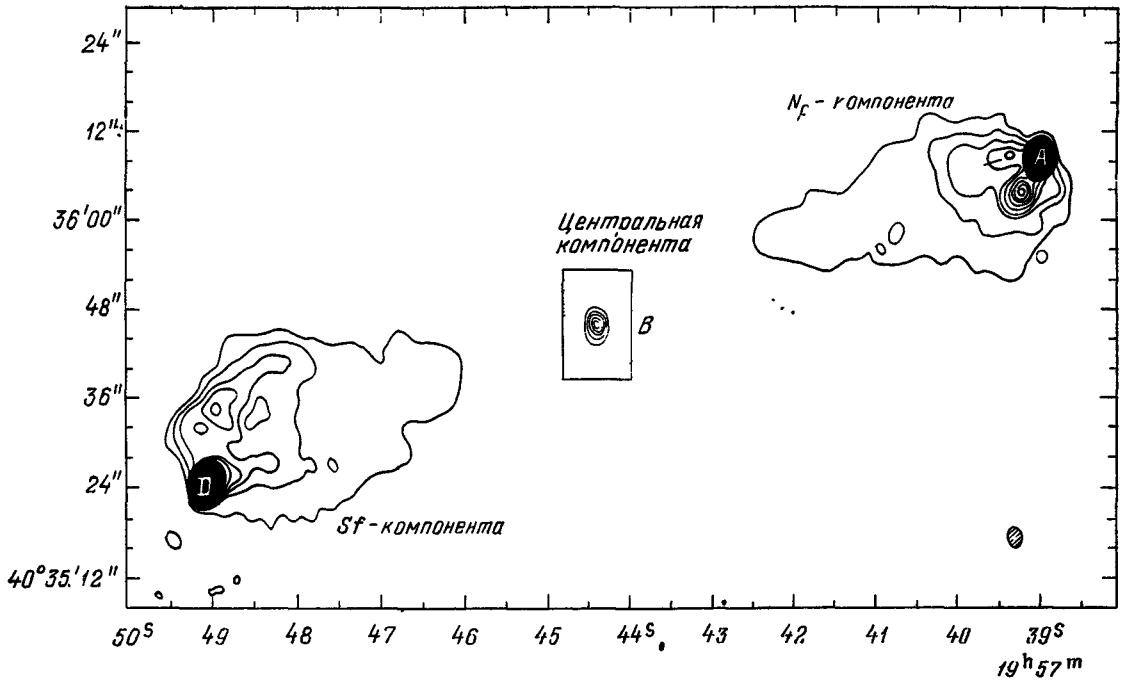


Рис. 92. Радиоизолинии Лебедя А.

15^m типа Е. У обеих красные смещения одинаковы.

У объекта 3С 236 расстояние между двумя его компонентами 5,7 Мпс, что в 10 раз больше, чем расстояние от нашей Галактики до гигантской спирали туманности Андромеды (М 31).

Остановимся немного на другой мощнейшей радиогалактике — Центавр А, отождествленной с крайне пекулярной NGC 5128 (рис. 93). Глубокие исследования ее

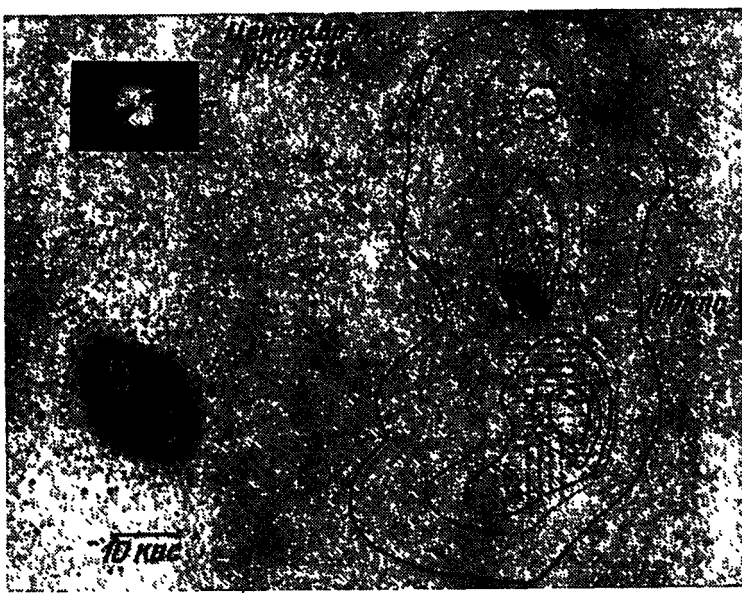


Рис. 93. Центавр *А* и его радиоизолинии.

группой ученых в 1979 г. привели к заключению, что здесь, по-видимому, имеет место столкновение гигантской эллиптической галактики со спиральной, видимой нам с ребра,— с темной полосой пыли. Из середины столкнувшихся галактик под углом около 45° к экватору спиральной галактики виден широкий и очень узкий выброс газов и горячих звезд.

В табл. 13 мы приводим сравнение пяти наиболее значительных радиогалактик.

Таблица 13. Сравнение наиболее значительных радиогалактик

Источник	Диаметр и разделение компонент, кпс	lg светимости, эрг/с	Расстояние, Мпс	Радиосветимость, эрг/с
3C 276	2,4; 5700	—	554	$2{,}4\cdot10^{43}$
A 240	2,5; 20000	—	206	$3{,}4\cdot10^{43}$
Лебедь A	26; 200	44,8	230	$3\cdot10^{43}$
Центавр A		41,4	1,6	$3\cdot10^{43}$
ядро	4; 10			
гало	150; 300			
Дева A		42,1	20	$1\cdot10^{43}$
ядро	2,5			
гало	50			

В работе группы ученых в 1979 г. Центавр A и очень сходная с нею по виду в оптической области Печь A интерпретировались опять как слившиеся при встрече галактики: эллиптическая и спиральная, видимая с ребра. И тоже, как и в случае двух галактик в перспективном, но близком наложении, интерпретировали и двойственную картину поля скоростей у NGC 1275. Ее ядро имеет сейфертовский спектр, но сама она представляет собой мощную радиогалактику Персей A, а не просто сейфертовскую галактику. Ее ядро, наблюдавшееся интерферометрически с очень большой базой, оказалось тройным, состоящим из сгущений размером в 1—2 пс и с такими же промежутками между ними. Столь же крохотными оказываются активно радиоизлучающие области и у многих других радиогалактик, хотя радиоизлучение их прослеживается на мегапарсеки.

Ядра галактик с истечением из них или с выходом сильного радиоизлучения называют активными по предложению В. А. Амбарцумяна, впервые привлекшего внимание к этим явлениям нестационарности очень плотных объектов, к которым относятся ядра.

В 1980 г. Б. В. Комберг и В. М. Лютый предложили оценивать расстояния до галактик с активными ядрами, используя промежуток времени между радиовспышкой и световой вспышкой; разновременность может объясняться различным местонахождением соответствующих активных областей. Применяя модель, можно оценить наклон оси выброса из ядра и размеры излучающей области. Сравнение с угловым размером дает расстояние.

§ 8. Квазары и эволюция радиоисточников

Квазарами (квазизвездными источниками радиоизлучения) называются мощные источники радиоизлучения, оптически не отличаемые от звезд в сильнейшие радиотелескопы. Их поразительное свойство заключается в том, что яркие линии в их спектрах, отождествленные впервые М. Шмидтом в США, оказались видимыми в обычно наблюдаемой части спектра из-за их огромнейшего красного смещения. Например, ультрафиолетовая линия водорода лаймановской серии L_α, не пропускаемая земной атмосферой, сместилась в область обычных длин волн на спектрограммах. Их красные смещения z достигают и даже превышают 3. При космологическом толковании в соответствии с законом Хаббла следует считать, что они находятся от нас дальше самых далеких известных нам радиогалактик. Отсюда вытекает заключение об их чудовищно мощном излучении, выражаемом абсолютной величиной $M = -31^m$ и радиоизлучением с энергией 10^{61} эрг. Таким образом, мощнейший квазар с такими показателями ярче галактик-сверхгигантов на $9^m,1$, а энергия его радиоизлучения равносильна энергии, освобождающейся при превращении в гелий массы водорода, равной $10^9\,\mathfrak{M}_\odot$, или массы большой спиральной галактики.

Объяснение освобождения такой колоссальной энергии наталкивается на первую и самую большую трудность. Не имея возможности останавливаться здесь на предлагавшихся и не принятых гипотезах, скажем, что проблема энергии квазаров до сих пор еще не решена.

Вторая трудность связана с тем, что размеры квазаров малы для галактик, если их диски невидимы, а неправильная, часто сильная и быстрая переменность излучения (и в оптическом, и в радиодиапазонах) этих объектов ограничивает их размеры еще больше — примерно до одного парсека. Прямые измерения угловых размеров радиоинтерферометрами с базами длиной до радиуса Земли обнаружили угловые размеры радиоисточников в квазарах в десятитысячные доли секунды дуги и меньше, что приводит к размерам квазаров, не превышающим 1 пс. Оптические размеры квазара могут быть и больше, и меньше этого. У квазаров, как и у радиогалактик, излучающие области часто явно простираются в облаках плазмы на порядок дальше, чем протяженность объекта

от его центра. В областях столь малого размера происходят такие изменения излучения, что блеск всего квазара за короткий срок изменяется в десятки раз.

Квазары видны по всем направлениям, где не происходит поглощения света пылью вблизи плоскости нашего Млечного Пути.

Для облегчения решения загадки чудовищной мощности излучения квазаров выдвигались гипотезы выброса их из больших галактик. Эти «локальные» гипотезы, помещающие квазары на расстояния ближайших галактик, были отвергнуты, так как не наблюдаются смещения линий в синюю сторону спектра, а некоторые выброшенные объекты должны были бы приближаться к нам. Привлекает, однако, внимание теория, предложенная канадским физиком Вершни и поддерживаемая советскими физиками Гудзенко, Шелепиным и другими. По их допущению сильные эмиссии в спектре вызываются в атмосферах некоторых звезд подобием лазерных эффектов, а небольшие красные смещения космологической природы в них могут быть, но огромных красных смещений линий спектра эта теория не дает. Арп считает квазары выбросами из галактик, а их красные смещения не космологическими. Подавляющее большинство астрофизиков стоит, однако, за космологическую природу красного смещения в квазарах с сопровождающей ее энергетической трудностью.

Лишь у двух квазаров удалось заметить очень слабо светящиеся придатки, не типичные для галактик. Допущение, что оболочки, как у радиогалактик типа N, у них могут быть не видны лишь ввиду их удаленности от нас, неверно, так как расстояние не уменьшает поверхностную яркость объектов. Массы квазаров неизвестны.

До сих пор не доказано вхождение хотя бы части квазаров в состав скоплений галактик.

Озадачивают изменения ярких линий в спектрах квазаров, наличие в некоторых из них нескольких систем линий поглощения с различными z. Это с известной натяжкой можно приписать поглощению света квазаров в каких-либо галактиках с газом, находящихся случайно на пути света от квазаров к нам.

Кратность многих квазаров подтверждается и установленной кратностью их радиоисточников — они бывают сложными. Например, ближайший квазар 3C 273, имеющий величину $12^m,7$, состоит из компоненты A с «плос-

ким» спектром и компоненты B с необычным спектром, получающимся от сложения четырех спектров субкомпонент. Лишь у 3C 273 замечено асимметричное видимое гало. Оно дает плоский спектр (т. е. со слабой зависимостью потока излучения от частоты), а ядро системы — спектр с «завалом», т. е. в коротковолновой части спектра прямолинейная часть графика $\lg F_\nu$ в функции $\lg \nu$ представляется прямой с угловым коэффициентом около $-0{,}8$; после максимума поток уменьшается в области низких частот (длинных волн). Суммарный спектр 3C 273 выглядит как кривая, выпуклая книзу, в отличие от спектров с выпуклостью вверх. Завал обусловливается синхротронным самопоглощением во внешних частях объекта. У них наблюдается линейная поляризация излучения и должна быть простая геометрическая структура магнитного поля.

По угловым размерам радиоизображения и расстоянию можно оценить энергию магнитного поля, число и распределение электронов по энергиям и полную энергию радиоизлучения квазара. Если самопоглощения нет, можно определить нижний предел энергии поля и частиц, оценить скорость потерь энергии и подсчитать возможное время жизни источников. Продолжительность жизни очень активных квазаров в таком состоянии едва ли больше 10^6 лет, но такая активность может быть рекуррентной, чередующейся с состояниями покоя, и тогда в целом время их жизни будет больше, но все равно они должны быть молодыми.

Радиоизлучение, создаваемое самим ядром квазара, исходит от облаков плазмы, обычно двух, по-видимому, выброшенных из него с огромными скоростями и расширяющихся в вакууме неравномерно, что создает сложные радиоструктуры, как у Лебедя А. Радиояркость этих плазмоидов должна падать, их энергия должна иссякать.

Модель Л. М. Озерного для квазара выглядит наиболее правдоподобно. В ней квазар — это сверхмассивное вращающееся магнитоплазменное тело. Источником его энергии является гравитационная энергия, превращающаяся в наблюдаемые формы активности через вращение, магнитное поле, турбулентность. Он генерирует релятивистские частицы, и квазивращательные циркуляции в нем вызывают неправильную переменность квазара в разных длинах волн, создавая наблюдаемую суммарную мощность излучения, достигающую 10^{47} эрг/с.

В периоды спокойствия между активными фазами квазары, по-видимому, и становятся квазагами — объектами столь же громадной светимости, дающими эмиссионные спектры, но не испускающие радиоизлучения. Квазагов известно уже много, и некоторые из них все же обладают слабым радиоизлучением.

Быть может, бурно расходуя энергию и расширяясь, квазары с массами, достигающими, вероятно, 10^{12}—10^{15} масс Солнца, превращаются в N-радиогалактики, т. е. в подобия огромных эллиптических галактик малой светимости с радиоизлучающим ядром, а затем становятся либо обычными крупными галактиками типа E, часто находящимися в центре скоплений, либо галактиками типа сейфертовских, ядра которых по словам И. С. Шкловского являются миниатюрными квазарами.

Свойства квазаров и их распределение в Метагалактике, их возраст и другие характеристики (при справедливости космологической природы их красных смещений) играют важную роль в космологии.

§ 9. Строение Метагалактики, скопления

Отдельные галактики часто объединены в пары сравнимых друг с другом систем или состоят из одной большой галактики и одного или даже нескольких спутников с меньшими светимостью, размерами и массами.

Можно заметить и немногочисленные группы галактик. Некоторые из них, чаще часть их членов,— лишь случайные проекции галактик, расположенных ближе или дальше. Наиболее тесными парами и группами с членами, безусловно связанными друг с другом физически, являются взаимодействующие системы — гнезда и цепочки систем.

Наконец, существуют скопления галактик как бедные и рассеянные, так и богатые, концентрирующиеся к центру скопления сотен и многих тысяч галактик.

Много усилий прилагается к попыткам обнаружить скопления галактик — системы, которые стали бы единицами высшего порядка в качестве «кирпичей» Метагалактики. Реальное существование их пока не доказано (см. далее).

В скоплениях сильно преобладают эллиптические E и линзовидные галактики S0, а в общем поле между ними многочисленны спирали.

Двойные галактики. Хольмберг в Швеции составил каталог двойных и кратных галактик в количестве около 8007, но, к сожалению, современным требованиям он не удовлетворяет. Во всяком случае, гипотезу Хольмберга, что двойные галактики возникают в результате гравитационного захвата, надо оставить. По современным представлениям пары, группы и скопления галактик, как таковые, возникали на ранних стадиях их образования.

И. Д. Караченцев ввел понятие об изолированных галактиках, видимое расстояние между которыми при яркости выше $15^m,7$ в пять или более раз меньше расстояния до другой ближайшей галактики, и составил каталог 603 пар.

Надо заметить, что в любом каталоге таких галактик нет сведений о расстоянии от нас до каждой компоненты, и потому нет уверенности в реальной близости их компонент друг к другу. Поэтому И. Д. Караченцев и другие астрономы сейчас упорно работают над определением красного смещения компонент. Из них они находят и разности скоростей компонент, помогающие оценить массу систем и отношение у них массы к светимости.

Масса пары галактик пропорциональна квадрату разности их скоростей (предполагается, что их движение орбитально) и расстоянию между компонентами. Но мы не знаем наклона к лучу зрения орбиты и длины линии, соединяющей компоненты, и поэтому пользуемся средними, вероятнейшими их величинами. Пейдж в США, получивший скорости многих пар, показал, что массы, определенные этим методом, на порядок больше масс, которые могли бы быть найдены из изучения вращения галактик или дисперсии скоростей в них. Более точные измерения скоростей в САО на 6-метровом телескопе это различие в определении масс устраняют. Половина «изолированных пар» состоит из взаимодействующих галактик. По Уайту типичный орбитальный период в парах составляет $200 \cdot 10^6$ лет, а типичное расстояние между ними около 40 кпс. До 15% всех галактик входит в пары, но пока еще трудно уточнить процент оптических пар вследствие случайной проекции. Эксперименты И. Д. Караченцева и А. Л. Щербановского с использованием ЭВМ показали, что оптических пар только около 10%, но число это зависит от условий определения понятия двойственности.

Группы. Хольмберг выделял из поля тройные и кратные галактики. Как ни определять их, число объектов

быстро убывает с переходом ко все большей кратности. С другой стороны, выделяют группы галактик; например, Вокулер дал список 54 групп и их членов. Но эти весьма обширные группы содержат до десятков членов, переходя, вероятно, в бедные скопления, бедные скопления переходят в богатые, состоящие из сотен, а может быть, десятков тысяч членов. Почти ни для одной группы, даже малочисленной, нет сведений о лучевой скорости каждого члена. Из нескольких данных часто можно сделать заключение, что, применив теорему о вириале, мы получим положительную энергию, указывающую на неустойчивость группы. В. А. Амбарцумян трактует это как признак молодости таких групп и считает их молодыми.

Другие астрономы не согласны с ним и полагают, что все группы должны быть устойчивы, а это требует при данных скоростях членов большей массы; поэтому и говорят о «скрытой массе». Группы Вокулера содержат в некоторой неизвестной мере галактики, лишь проектирующиеся на группу. Я. Э. Эйнасто считает, что у гигантских галактик есть громадное гало (как у М 87) и они-то и представляют «скрытую массу». Однако, чем больше членов в системе, тем больше должна быть «скрытая масса», так что вклад корон был бы совершенно недостаточным, но в распространенность корон астрономы не верят, и в общем проблемы устойчивости групп и существования «скрытых масс» еще не решены.

Самыми бесспорными и наиболее интересными группами являются гнезда взаимодействующих галактик; среди последних к наименее тесным относится Квинтет Стефана из пяти галактик. Но и в нем, как в цепочке VV 172 и некоторых других, есть член с аномальным красным смещением. Арп предполагает, что такие группы выброшены из больших галактик.

Скопления галактик. Ближайшее к нам скопление галактик, скорее, облако их, включающее много больших и ярких спиралей, содержащих газ и пыль, отстоит на нас на 12 Мпс и находится в скоплении Девы. Подобное же близкое облако находится в Большой Медведице. Каждое из них содержит сотни галактик. Но больший интерес представляют богатые шаровые скопления галактик, концентрирующиеся к своему центру. Ближайшее из них — в Волосах Вероники, отстоящее от нас на 70 Мпс, содержит за единичными исключениями эллиптические Е и

линзовидные галактики S0, в которых газа или совсем нет или мало. Число галактик в скоплениях такого «правильного» типа устанавливается лишь до какой-либо предельной видимой звездной величины. Ярчайшие члены правильных скоплений являются гигантскими галактиками с $M = -21^m$, и неизменность этих величин используется для оценки расстояния до очень далеких скоплений, определение красного смещения которых невозможно по техническим причинам. Цвикки регистрировал скопления с числом видимых членов не менее 50. В больших, концентрированных скоплениях, ближайших к нам, насчитывается более 10 000 членов. Установление принадлежности к скоплению отдельных членов по красному смещению при большом числе членов представляет чрезвычайные трудности. Подсчеты членов скопления в функции расстояния от центра делают, вычитая из плотности галактик скопления плотность галактик фона неба поблизости. Так, установлено, что в богатых правильных скоплениях ход числовой плотности на площади сходен с ходом числа частиц в изотермическом газовом шаре в функции расстояния от центра (рис. 94).

Беря же более широкие окрестности, А. С. Шаров показал наличие в скоплениях галактик плотного ядра и обширной короны; кроме того, наблюдается сегрегация некоторых типов галактик, например сильнее концентрирующихся к центру. Наибольшее число красных смещений (около 50) измерено в скоплении Кома. В таких случаях по дисперсии скоростей членов можно оценить массу; ее можно оценить также по функции светимости галактик в скоплении, нормализуя ее и зная связь светимости с массой для эллиптических галактик. Массы богатых скоплений составляют 10^{14} масс Солнца (и больше).

Неожиданное компактное скопление открыла Р. К. Шахбазян. Оно оказалось состоящим из дюжины компактных галактик. Расстояние до него равно 700 Мпс, а размер — всего 350×180 кпс. Дисперсия лучевых скоростей в нем необъяснимо мала: 62 км/с. Шахбазян и Петросян открыли затем в Бюракане еще десятки подобных по виду скоплений, но они еще не исследованы.

Очень трудно выделить в скоплениях карликовые члены, в частности, рассеянные бедные сфероидальные галактики типа Печи и Скульптора, так как последние плохо видны из-за малой поверхностной яркости, а другие

трудно отличить от галактик далекого фона. Каталог таких галактик типа Скульптора составила и исследовала В. Е. Караченцева.

Длительные поиски привели к заключению, что лишь в немногих скоплениях имеется крайне слабое общее

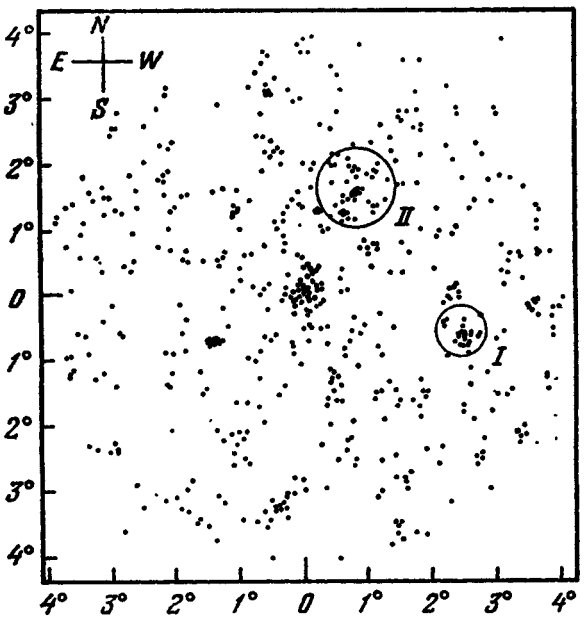


Рис. 94. Скопление галактик в Пегасе и окружающее его поле по Цвикки. Кружочками I и II очерчены вторичные сгущения галактик.

свечение, создаваемое, вероятно, карликовыми галактиками. С другой стороны, в них рассеяно небольшое количество пыли, заметно поглощающей свет.

Нейтральный водород в скоплениях не обнаружен, но есть радиоизлучение, идущее от существующего по гипотезе Б. В. Комберга горячего газа в коронах гигантских членов скопления. Недавно найдено в скоплениях и рентгеновское излучение, особенно сильное от радиогалактики NGC 1275 в скоплении Персея. Эйбелл на Паломарском атласе неба нашел 2712 очень богатых скоплений, а Цвикки по тому же материалу выявил и оконтурил десятки тысяч скоплений с числом членов не менее 50 и кратко классифицировал их.

Эти данные служат материалом для огромного числа попыток обнаружить скопления скоплений, иначе сверхскопления. Некоторые авторы их не усматривают, другие считают, что нашли, третьи полагают, что сами определения этого понятия различны. Те, кто считает, что сверхскопления найдены, находят в их составе всего три — четыре скопления, что следовало бы называть лишь кратной галактикой, в ранг же скоплений зачисляют системы, содержащие хотя бы десятки звезд. Поэтому автор считает, что пока еще скопления скоплений не обнаружены, хоть могут существовать. Его мнение разделяет, по-видимому, и Эйбелл, ранее выделявший такие сверхскопления. Статистические методы, применяемые в этих поисках, вынуждены опираться на каталог Цвикки, дающий контур скопления. Границы даже простых скоплений определены очень ненадежно. Б. И. Фесенко считает, что при таких работах сильное искажение вносит неучитываемое влияние клочковатости межгалактического поглощения света в нашей Галактике. Ему также кажется сомнительным утверждение Вокулера, что ближайшие к нам облака и группы скоплений (ближе 5 Мпс) образуют уплощенное сверхскопление с центром в скоплении Девы.

Как изменяется (и изменяется ли) закон Хаббла для красного смещения с удалением от нас, существует ли его анизотропия, каков размер флуктуаций в реликтовом излучении Вселенной, каково строение Метагалактики в масштабах более крупных, чем скопления галактик,— все эти сведения, как и данные астрохимии Вселенной, чрезвычайно важны для сопоставления их с теориями «горячей вселенной» и с разными моделями мира. Но релятивистская космология и ее сравнение с наблюдениями выходят за рамки данного очерка. Они излагаются в гл. IX и в книгах Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова: Релятивистская астрофизика.— М.: Наука, 1967, Теория тяготения и эволюция звезд.— М.: Наука, 1971, Строение и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975.

§ 10. Некоторые частные случаи поздней эволюции галактик

За последние годы многократно пытались создать модели звездного состава галактик, которые бы отвечали наблюдаемым интегральным спектрам ярких (центральных) областей спиральных и эллиптических галактик. (Полу-

чить хорошие спектрограммы слабо светящихся, но обширных частей галактик, диска и спиральных ветвей пока не удается.) В модели должна быть подобрана такая смесь звезд разных спектров и светимостей, чтобы она при взятых пропорциях их числа давала спектр, сходный с наблюдаемым. Получается, что эти области галактик должны содержать больше красных карликов, чем звезды вблизи Солнца. Модели эти пока еще не вполне совершенны. Поэтому, даже если числовые данные теории для разных стадий эволюции различных звезд верны, расчеты эволюции суммарного звездного состава галактик нельзя еще апробировать с уверенностью. В. А. Амбарцумян, сопоставляя видимую неустойчивость мелких групп и скоплений галактик с существованием активности ядер, пришел к мысли о вероятности ранней фрагментации дозвездного вещества, превращения его в разлетающиеся системы звезд в ассоциациях и галактик в группах. Такую дисперсию вещества вместо его конденсации он считает происходящей и в современную эпоху.

Более распространена идея конденсации диффузного вещества в звезды, восходящая к гипотезе Гершеля. За последние годы эта гипотеза развилась в теорию звездообразования при движении в газе ударной волны сжатия. Звездообразование в нашу эпоху связывается с наличием молодых горячих звезд в области движения и сжатия холодных газов с пылью. Но системы самих галактик относятся к очень давней эпохе эволюции Метагалактики, и все группы галактик и их спутники считаются возникшими лишь давным-давно.

В противоположность этому изучение взаимодействия галактик привело автора данного обзора к убеждению, что иногда на периферии плоских галактик, в частности на конце спиральной ветви, возникают сгущения массы и свечения, которые отделяются несколько от спиральной ветви и из части спиральной галактики превращаются тем самым в ее спутника. Массы их варьируют от массы небольшой области H II до массы, сравнимой с массой галактики-родительницы, как, например, в общеизвестной системе M 51. Приливная теория готова приписать приливам от уже существовавшего спутника само возникновение спиральных ветвей, но большинство подобных спутников так малы по массе, что не в состоянии создать требуемых мощных приливных сил. По-видимому, фрагментация происходит и в гнездах и в цепочках галак-

тик, которые должны быть неустойчивы уже из-за своей формы. В исследованных к 1980 г. случаях внутренние скорости компонент оказались удивительно малыми.

Быстрое накопление наблюдательных фактов и огромная помощь ЭВМ в расчете моделей обещают в скором времени значительно продвинуть вперед представления о поздних стадиях эволюции галактик.

ЛИТЕРАТУРА

Мартынов Д. Я., 1979 — Курс общей астрофизики: 3-е изд.— М.: Наука, гл. VII.

Воронцов-Вельяминов Б. А., 1978 — Внегалактическая астрономия, 2-е изд.— М.: Наука.

Происхождение и эволюция галактик и звезд/Под ред. С. Б. Пикельнера.— М.: Наука, 1976.

Проблемы современной космогонии/Под ред. В. А. Амбарцумяна.— М.: Наука, 1969.

Бербидж Дж., *Бербидж М.*, 1969 — Квазары.— М.: Мир.

Строение звездных систем/Под ред. П. Н. Холопова.—М.: ИЛ, 1962.

Зельдович Я. Б., *Новиков И. Д.*, 1967 — Релятивистская астрофизика.— М.: Наука.

Galaxies and the Universe/Eds A. Sandage, M. Sandage, J. Kristian. —Chicago: Univ. Chicago Press, 1976.

Глава IX
КОСМОЛОГИЯ

Л. П. ГРИЩУК

Введение

Окружающий нас астрономический мир весьма разнообразен. Он состоит из звёзд, газа, различных типов излучения, галактик и множества других объектов. Людей всегда интересовали не только строение и свойства каждого из объектов в отдельности, но и устройство мира в целом, т. е. те его черты и особенности, которые можно было бы отнести к наиболее общим, присущим всему наблюдаемому миру. Изучением Вселенной как целого занимается космология.

Целью космологии является построение теории охваченной наблюдениями части мира, а также создание представлений о тех областях и этапах эволюции Вселенной, которые современным наблюдениям недоступны. Теоретический фундамент космологии составляют основные физические теории, эмпирические сведения предоставляются ей главным образом внегалактической астрономией, а ее выводы и обобщения имеют общенаучное и философское значение.

Особая роль в космологии принадлежит гравитации. Именно гравитация определяет законы движения космических тел, находящихся далеко друг от друга, и, в особенности, на тех громадных расстояниях, которые доступны современным астрономическим инструментам. Однако картина нестационарной Вселенной, убедительно подтвержденная в последние годы, приводит к выводу о том, что в прошлом существовали состояния материи с предельно высокой плотностью и температурой, т. е. такие физические условия, в которых учета лишь одних сил гравитации явно недостаточно. Более того, важные черты окружающего мира, по-видимому, определялись характером физических процессов в столь необычных условиях,

для анализа которых еще нет законченной физической теории. Таким образом, космология находится на пересечении наиболее глубинных путей развития различных разделов науки и всего естествознания в целом. Интерес к космологии значительно усилился в последнее время. Это связано с важными астрономическими открытиями, существенно расширившими наши фактические знания о мире, а также с прогрессом в теоретических знаниях, который позволяет надеяться на возможность более глубокого и полного описания Вселенной. Особенность космологии, состоящая в неизбежном сочетании хорошо установленных фактов с экстраполяциями в неведомое, вызывает к ней весьма своеобразное отношение. Космологию иногда упрекают за спекулятивность некоторых построений, однако критикующий редко удерживается от соблазна и самому высказаться на захватывающие космологические темы.

Систематические исследования по космологии проводятся в ГАИШ давно, продолжаясь как в периоды всеобщего интереса, так и во времена относительного затишья и разочарования.

§ 1. Классическая космология

Еще на рубеже XX века мир представлялся состоящим из множества вечно существующих звезд, более или менее равномерно распределенных в пространстве и практически неподвижных друг относительно друга. Очень мало было известно о строении нашей Галактики и практически ничего о других галактиках. Законов классической физики, применимых к огромному кругу явлений и в частности прекрасно объяснявших движение планет Солнечной системы, было достаточно и для описания ограниченной системы звезд.

Трудности начинались при попытках экстраполяции видимого равномерного и статического распределения звезд на бесконечное евклидово пространство. Исторически первым в 1826 г. возник фотометрический парадокс, сформулированный Ольберсом. Суть его состоит в следующем. Разобьем пространство, равномерно заполненное звездами, на шаровые слои с центром в точке наблюдения. Объем каждого слоя единичной толщины пропорционален r^2, и, следовательно, число звезд в слоях также растет пропорционально r^2. Блеск каждой звезды изменяется с

расстоянием, как r^{-2}, так что ослабление светового потока от звезд далеких слоев компенсируется увеличением числа звезд в слое. В результате каждый слой создает одинаковую освещенность, а бесконечное их число должно было бы дать бесконечно большую освещенность. Учет взаимного экранирования дисков звезд не является особенно существенным. Он приводит к тому, что яркость неба должна была бы быть хоть и не бесконечно большой, но того же порядка, что и яркость поверхности Солнца. Фактически же яркость ночного неба примерно на 13 порядков слабее.

Длительное время казалось, что фотометрический парадокс можно устранить, если учитывать поглощение света в межзвездной среде. Однако В. Г. Фесенков (1918, 1937) обратил внимание на то, что в межзвездной среде свет главным образом рассеивается, а не поглощается, и, следовательно, при однородном распределении звезд и рассеивающего вещества суммарная освещенность уменьшиться не может, и фотометрический парадокс не снимается. После открытия радиоизлучения И. С. Шкловский (1954) заметил, что предположения, ведущие к фотометрическому парадоксу в видимом свете, должны приводить к аналогичным трудностям и в области радиоволн. Дело в том, что в отсутствие каких-либо факторов, ослабляющих интенсивность излучения, радиояркость неба, создаваемая уже известными к тому времени радиоисточниками, должна была бы превышать наблюдаемую.

Впоследствии выяснилось, что ошибочны сами исходные предположения, ведущие к фотометрическому парадоксу (неподвижность и неизменность источников), и во всяком случае, он легко устраняется при учете нестационарности Вселенной. Ослабление излучения (красное смещение — см. гл. VIII) происходит из-за взаимного удаления источников, причем этот механизм ослабления одинаково эффективен во всех диапазонах длин волн.

В наши дни свечение ночного неба изучают не для опровержения фотометрического парадокса, а с целью определения излучательной способности различных источников света, распределенных в пространстве, что важно для нахождения средней плотности вещества во Вселенной.

Классическая (нерелятивистская) космология столкнулась также с гравитационным парадоксом, сформулированным Зеелигером в 1895 г. Согласно закону всемирного

тяготения Ньютона на массу, помещенную в гравитационное поле нескольких других тел, действует сила, равная векторной сумме сил, создаваемых каждым из тел. До тех пор пока полная масса системы конечна, закон Ньютона приводит к определенным конечным значениям силы, действующей на любое тело. Если же полная масса системы бесконечна, то в общем случае результирующая сила оказывается бесконечной или неопределенной. Неопределенная величина получается, вообще говоря, и для разности сил, действующих на бесконечно близкие тела, и, следовательно, для экспериментально измеримых относительных ускорений. В отличие от фотометрического парадокса, трудность не снимается возможной нестационарностью системы гравитирующих тел, поскольку в теории Ньютона действующая сила не зависит от состояния движения тел, а определяется только их расположением (причем в один и тот же момент времени). Для устранения неопределенности абсолютных и относительных ускорений необходимы дополнительные предположения, смысл которых состоит в установлении определенного способа перехода к пределу бесконечной массы по последовательности распределений с конечной массой. В некоторых случаях предпочтительный способ перехода к пределу можно предложить, исходя из свойств симметрии задачи. Однако в большинстве случаев какого-либо преимущественного способа перехода к пределу нет, и в этом смысле гравитационный парадокс неустраним.

Выяснение логических источников гравитационного парадокса и сравнение с этой точки зрения теории Ньютона и релятивистской теории тяготения Эйнштейна (в которой гравитационный парадокс отсутствует) было проведено А. Л. Зельмановым (1958, 1967). В качестве источников парадокса А. Л. Зельманов указал на линейный характер теории тяготения Ньютона (точнее, уравнения Пуассона) при нелинейном характере уравнений Эйнштейна, а также на эллиптичность уравнений Пуассона, соответствующую бесконечной скорости распространения гравитационного взаимодействия при гиперболичности системы уравнений Эйнштейна.

Таким образом, нерелятивистская космология, не свободная от внутренних затруднений, должна была бы рано или поздно оказаться в тупике. Недостаток нерелятивистской космологии состоит в том, что она основана на теории тяготения Ньютона, допускающей бесконечную ско-

рость распространения гравитационного взаимодействия и тем самым противоречащую специальной теории относительности. В космологических масштабах, где выход за пределы применимости нерелятивистской физики неизбежно возникает, это противоречие должно было бы сказаться. Фактических потрясений, однако, не произошло, потому что качественное расширение наших знаний об астрономическом мире совпало с процессом коренной ломки представлений о пространстве, времени и тяготении.

§ 2. Релятивистская космология

Счастливыми днями космологии называют второе и третье десятилетия нашего века. Действительно, эта эпоха представляет собой в высшей степени благоприятное сочетание решительного прогресса в наблюдательных средствах, своевременного появления релятивистской теории тяготения и готовности научной общественности к восприятию и развитию революционных идей. Картина мира, сложившаяся в те годы, является основой современной космологии, а открытие реликтового излучения (см. § 3) сделало ее значительно богаче и надежнее.

С помощью крупнейшего по тем временам 2,5-метрового телескопа Хаббл в 1924 г. обнаружил в спиральных туманностях цефеиды. По цефеидам было определено расстояние до туманностей и тем самым окончательно установлено, что они представляют собой галактики, подобные нашей. Дальнейшие наблюдения подтвердили, что мы живем, по существу, в мире галактик. Хотя галактики имеют тенденцию к объединению в группы и скопления, они являются основной структурной единицей наблюдаемого мира. В охваченной наблюдениями области пространства с размером порядка 1000 Мпс находится около миллиарда галактик. Важнейшим свойством всей системы галактик (Метагалактики) является повышение степени однородности по мере перехода к большим масштабам. Если средняя плотность вещества внутри галактики в миллионы раз превосходит среднюю плотность вещества во всем обследованном пространстве, то в объеме порядка 1 Мпс^3, содержащем типичное скопление галактик, относительный контраст плотности составляет 10^3, а в объемах с характерным размером 50 Мпс, в которых содержится много скоплений галактик, средняя плотность вещества практически совпадает со средней по всему обследованному простран-

ству. При переходе ко все более слабым и, следовательно, более далеким галактикам их число увеличивается, как и должно быть при увеличении объема пространства, охваченного подсчетом числа источников. Если бы система галактик была ограниченной, подобно системам звезд — галактикам, то в конце концов наблюдался бы обрыв в числе слабых источников.

Таким образом, мы приходим к представлению об однородности Вселенной в больших масштабах.

Наиболее далекие из известных объектов — радиогалактики и квазары — не удается эффективно использовать для уточнения степени однородности Вселенной, поскольку для столь далеких источников существенной оказывается их эволюция, о которой мы пока не очень много знаем. Следует помнить, что, глядя «вдаль», мы вместе с тем смотрим «в прошлое» из-за конечности скорости распространения света. Наблюдения, производимые в какую-либо эпоху, дают нам сведения не о состоянии Вселенной в ту же эпоху, а позволяют судить как бы о «срезе» Вселенной по световому конусу, направленному в прошлое и имеющему вершину в точке наблюдения (рис. 95).

В 1929 г. Хаббл вывел знаменитый закон пропорциональности между расстоянием до галактики r и ее красным смещением z (см. гл. VIII):

$$z = \frac{1}{c} Hr. \qquad (1)$$

Поскольку единственным приемлемым объяснением космологического красного смещения является уменьшение частоты света из-за удаления источника, то тем самым мы получаем доказательство нестационарности Метагалактики, а именно, устанавливаем факт ее расширения. В последующие годы закон Хаббла проверялся с учетом значительно более удаленных галактик и с использованием значительно большего их числа и был подтвержден с довольно высокой точностью (погрешность около ±15%).

Важно, что величина H (постоянная Хаббла) не зависит ни от угловых переменных, ни от r. Изотропия расширения, т. е. независимость наблюдаемой картины расширения от направления на небесной сфере, сама по себе означает сферическую симметрию с центром в точке наблюдения. Другими словами, закон расширения допускает группу поворотов. Однако отсутствие зависимости H от r означает и нечто большее, а именно, наличие группы

сдвигов. Наблюдатель может сдвинуть свое положение, расположиться на одной из удаляющихся галактик, и для него закон расширения будет описываться той же формулой (1). Правда, если бы система галактик была ограниченной, то возможные положения наблюдателя были бы все-таки неэквивалентными, они различались бы в зависимости от близости к краю системы. Допуская, что мы случайно оказались в центре неоднородного, но сферически симметричного нестационарного распределения галактик, следует не только сделать противоестественное

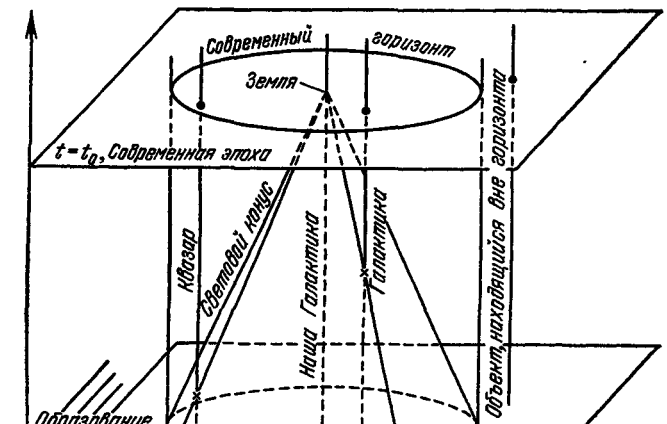


Рис. 95. Схематическое изображение наблюдаемой части Вселенной, эволюционирующей от сингулярности до современной эпохи.

предположение о выделенности нашего положения, но и согласиться с тем, что нам в высшей степени повезло: мы оказались в центре с очень большой точностью. Дело в том, что одинаковость направлений на небесной сфере значительно точнее и для бóльших расстояний, чем по наблюдению галактик, определяется из изотропии температуры реликтового излучения (см. ниже). Кванты реликтового излучения, приходя к нам, покрывают расстояния, в десятки раз превышающие расстояния до далеких галактик, и при этом температура излучения в разных направлениях оказывается одинаковой с точностью до десятых долей процента.

Таким образом, из всей совокупности данных вытекает, что в больших масштабах охваченная наблюдениями область Вселенной однородна и изотропно расширяется. Эти свойства во всяком случае имеют место при описании наблюдаемой Вселенной в первом приближении. Возможные их отклонения и роль последних в прошлом и будущем Вселенной мы обсудим ниже. Экстраполяция наблюдаемых свойств на всю Вселенную, т. е. на области и эпохи, еще не охваченные наблюдениями, наиболее естественна и снимает вопрос о выделенности положения земного наблюдателя. Однако имеющиеся наблюдательные данные, строго говоря, не могут исключить возможность существования также пространственно-временных областей Вселенной со свойствами, отличающимися от свойств видимой области. Например, таких областей, в которых имеет место анизотропное расширение или даже сжатие.

Развитие теоретического описания модели однородной изотропной Вселенной происходило с некоторым опережением наблюдательных подтверждений реальности этой модели. Свойства однородности и изотропии постулировались на основании общих соображений, а также из желания получить простые и разрешимые до конца уравнения. Математически эти свойства формулируются как факт существования шестипараметрической группы преобразований, переводящих всю рассматриваемую систему саму в себя. Три параметра приходятся на сдвиги по трем независимым пространственным направлениям, а еще три — на повороты вокруг любой точки. Отказ от предположений о полной однородности и изотропии сопровождается уменьшением допускаемой симметрии или ее устранением.

А. Эйнштейн в своей работе 1917 г. исходил из предположений об однородности и изотропии, наряду с предположением о стационарности космологической модели (А. Эйнштейн (1965)). Стационарность системы достигалась за счет так называемого космологического члена (Λ-члена), приводившего к силам отталкивания, способным противостоять силам тяготения.

А. А. Фридман (1922, 1924) показал, что стационарный мир Эйнштейна является лишь частным решением гравитационных уравнений, а в общем случае решения нестационарны. Более того, если не вводить Λ-члена, то решения обязаны быть нестационарными. Впоследствии было осознано, что этот грандиозный вывод совершенно естествен и неизбежен. В отсутствие градиентов давления и

любых других сил, противостоящих тяготению, равновесие без движения невозможно. Эволюция системы определяется силами притяжения и начальными условиями. Начальные условия могут быть заданы так, чтобы начальное расширение продолжалось неограниченно долго или сменилось в конце концов сжатием. В любом случае совершенно обязательно изменение со временем таких величин, как расстояние между элементами однородно распределенного вещества и его плотность. Решения уравнений Эйнштейна, основанные на постулатах однородности и изотропии, называют также фридмановскими решениями, или фридмановскими космологическими моделями.

Заменяя наблюдаемое распределение галактик и метагалактического вещества идеализированной сплошной средой с однородной плотностью и нулевым давлением, используя сопутствующую систему координат, т. е. систему координат, сопутствующую движению среды, а также полагая $\Lambda = 0$, уравнения Эйнштейна можно привести к двум независимым уравнениям

$$\rho R^3 = \text{const}, \tag{2}$$

$$\frac{3k}{8\pi G R^2} = \rho - \frac{3H^2}{8\pi G}. \tag{3}$$

Здесь R — функция, зависящая от времени и описывающая потенциалы гравитационного поля и, вместе с тем, являющаяся масштабным фактором, т. е. коэффициентом пропорциональности, позволяющим найти расстояние L между близкими элементами среды, обладающими неизменной разностью координат Δl в сопутствующей координатной системе: $L(t) = R(t)\Delta l$. «Постоянная» Хаббла (тоже зависящая от времени) $H(t) = \frac{1}{R}\frac{dR}{dt}$ для нашей эпохи считается равной $H(t_0) = (50—100)$ км/(с · Мпс). Выбор постоянной k определяет характер эволюции модели. При $k \leqslant 0$ расширение будет продолжаться неограниченно, при $k > 0$ оно должно смениться сжатием. Знак k совпадает со знаком разности $\rho - \rho_c$, где $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$ — критическая плотность. В нашу эпоху $\rho_c(t_0) \approx 10^{-29}$ г/см^3, в то время как ρ оценивается в $\rho(t_0) \approx 10^{-30}$ г/см^3. В релятивистской космологии величина k определяет также геометрические свойства трехмерного пространства сопутствующей системы отсчета. При $k > 0$ каждое пространственное сечение $t = \text{const}$ является замкнутым пространст-

вом постоянной положительной кривизны; при $k=0$ и $k<0$ получаем бесконечные пространства нулевой и отрицательной кривизны соответственно.

Смещение z спектральной линии, испущенной в момент времени t с частотой ν и принятой в момент времени t_0 с частотой ν_0, выражается простой формулой

$$z=\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}=\frac{R(t_0)}{R(t)}-1. \qquad (4)$$

Чем больше z, тем в более раннюю эпоху был испущен сигнал.

К сожалению, мы не располагаем пока достоверными значениями основных параметров однородных изотропных космологических моделей, а именно, постоянной Хаббла и средней плотности всех форм материи (Тамман, Сэндидж, Яхил (1979)). Особенно трудны определения ρ, поскольку в эту величину могут вносить значительный вклад трудно наблюдаемые виды материи (Пиблс (1971), Я. Б. Зельдович, Я. А. Смородинский (1961)). Параметры космологической модели удалось бы определить, если бы источник какого-нибудь типа можно было принять за «стандартную свечу» или «стандартный метр», т. е. если бы существовали неизменные источники с хорошо известными светимостями или размерами. Тогда, изучая зависимость их видимых значений от z, можно было бы определить тип космологической модели. Однако дело осложняется эволюцией реальных источников, особенно существенной для далеких объектов, видимых на ранних фазах их развития, а также тем, что зависимости от z точны и определены лишь для идеализированной, совершенно однородной Вселенной. Если же Вселенная однородна лишь в среднем, т. е. на пути лучей от конкретного источника к наблюдателю может встретиться то или иное количество прозрачного вещества, то своим гравитационным полем оно в той или иной степени искривит световые лучи и исказит фактические зависимости от z. Так, Я. Б. Зельдович (1964) показал, что существенным изменением подвергается зависимость видимого углового размера от z.

Вероятно, самым значительным свойством однородных изотропных моделей является ограниченность их эволюции во времени и наличие сингулярных состояний, в которых масштабный фактор $R(t)$ обращается в нуль, а плотность вещества — в бесконечность. Таким образом, появляется понятие «возраста» Вселенной. В простейшей

модели с $k=0$ из уравнений (2), (3) получаются соотношения

$$\rho = \frac{1}{6\pi G t^2}, \tag{5}$$

$$t = \frac{2}{3H}. \tag{6}$$

Сингулярность соответствует $t=0$, современная эпоха соответствует $t_0 \approx (10-20) \cdot 10^{10}$ лет. Эта величина хорошо согласуется с независимыми определениями t_0, а именно, определениями по возрасту звезд на основе теории звездной эволюции с начальным содержанием гелия порядка 30%, а также по относительному содержанию радиоактивных элементов. Совпадение этих оценок позволяет сказать, что примерно 10 млрд. лет назад действительно «что-то случилось»: мир, в основном, приобрел те черты, которые сейчас наблюдаются.

Конечность времени, протекшего с момента сингулярности $t=0$, приводит к существованию так называемого горизонта видимости, или просто горизонта. Действительно, любые сигналы, распространяющиеся с предельной скоростью, равной скорости света, успевают прийти к наблюдателю к моменту t_0 с конечного расстояния. Максимально большое расстояние (горизонт) определяется тем, что сигнал был испущен при $t=0$. При этом красное смещение частоты сигнала, испущенного при $t=0$ и принятого в момент t_0, согласно формуле (4) обращается в бесконечность. Таким образом, вместе с возрастом t_0 в теорию входит характерный размер, по порядку величины совпадающий с ct_0, который указывает область пространства, принципиально доступную наблюдениям. С течением времени эта область, очевидно, увеличивается. В эволюционной космологии понятие горизонта весьма существенно, поскольку оно определяет масштаб, который надо иметь в виду, говоря о крупномасштабной структуре Вселенной (см. рис. 95). Современные наблюдения, если сюда включать и наблюдения реликтового радиоизлучения, распространяющегося свободно с момента рекомбинации водорода (см. ниже), охватывают значительно больше половины всего доступного для наблюдений объема пространства.

Известно, что в применении к однородной изотропной гравитирующей системе уравнения Ньютона совпадают по форме с уравнениями Эйнштейна (2), (3). Не следует

испытывать особенных иллюзий по поводу их совпадения, поскольку интерпретация соотношений, вытекающих из этих уравнений, одинакова лишь для не очень протяженных областей — таких, в которых относительная скорость элементов системы мала по сравнению со скоростью света, а красное смещение z мало по сравнению с единицей. Естественно, что теория Ньютона, содержащаяся в теории Эйнштейна в качестве предельного случая, дает совпадающие результаты в области своей применимости. Однако космология интересуется как раз противоположным предельным случаем максимально больших расстояний и красных смещений. Таким образом, современная космология по необходимости является релятивистской. В частности, формула (1) оказывается лишь линейными членом разложения точной формулы (4). Учет релятивистских соотношений указывает также на неправомерность приписывания источникам с большими z скоростей удаления, превышающих скорость света.

Сложность релятивистской космологии не в том, что она опирается на уравнения Эйнштейна, значительно более сложные, чем ньютоновские уравнения механики и гравитации, а в том, что релятивистская космология, вслед за релятивистской теорией тяготения, отказывается от некоторых понятий классической физики и вводит новые, свои. Так, утрачивает смысл понятие инерциальной системы отсчета, существующей всегда и повсеместно и относительно которой, само собой разумеется, и следовало бы описывать гравитационное поле и движение вещества в нерелятивистской космологии. С другой стороны, вводится понятие кривизны пространства — времени. Общая теория относительности, распространяя специальную теорию относительности на область гравитационных явлений, переносит и в космологию понятие относительности пространственных и временных интервалов, их зависимости от движения наблюдателя. Возможно, одно из наиболее любопытных проявлений этих эффектов — относительность конечности и бесконечности пространства в однородных изотропных космологических моделях (А. Л. Зельманов (1977)). Эти модели обычно рассматривают в сопутствующей системе координат, что вполне оправдано, поскольку земной наблюдатель является одним из наблюдателей этой системы. Именно по отношению к ней мы говорим о замкнутом (конечном) или открытом (бесконечном) пространстве, о той или иной длительности эпохи расширения.

Однако не лишен интереса вопрос о том, какие суждения о мире вынесут наблюдатели, движущиеся относительно вещества, т. е. находящиеся в несопутствующей системе отсчета. Пространством этой системы отсчета является совокупность пространственных сечений того же искривленного четырехмерного пространства — времени, но не совпадающих с пространственными сечениями $t = \text{const}$ сопутствующей системы, поскольку они образуются в одинаковые моменты времени, отсчитываемого часами, движущимися относительно сопутствующей системы отсчета. Оказывается, в однородных изотропных моделях с бесконечным сопутствующим пространством можно указать такие семейства наблюдателей, для которых объем пространства, а также полные масса и число частиц вещества конечны. Каждый элемент вещества учитывается при подсчете объема пространства и полной массы в несопутствующей системе отсчета, однако они складываются в разные моменты их эволюции с точки зрения сопутствующего наблюдателя. В частности, распределение вещества в несопутствующей системе отсчета неоднородно. Такие же выводы об относительности конечности и бесконечности справедливы и в отношении продолжительности эпохи расширения. Как мы видим, даже простейшие релятивистские космологические модели обладают множеством интересных и необычных черт.

§ 3. Реликтовое излучение и горячая Вселенная

Задумаемся над фантастической экстраполяцией, которую мы совершаем, заменяя наблюдаемое распределение материи однородной расширяющейся средой и распространяя эти начальные условия с помощью динамических уравнений (2), (3) вплоть до состояний бесконечной плотности. Сейчас однородность вещества и изотропия его расширения имеют место в масштабах порядка 50 Мпс, при их полном отсутствии, скажем, в масштабах 1 Мпс и меньше. Мы же склонны экстраполировать эти свойства на эпоху ядерных превращений при плотностях $\rho \approx 10^2$ г/см^3 (а также и на более ранние эпохи), когда размер горизонта составлял световые минуты вместо нынешних десятков миллиардов световых лет, а размер области, содержащей материю, которая рассредоточена сейчас в пределах 50 Мпс, был порядка 1 пс и в миллионы раз превышал размер горизонта той эпохи.

Самое удивительное в этой экстраполяции заключается в том, что она, видимо, соответствует действительности. Дело не только в том, что эта экстраполяция наиболее проста по своим предположениям и согласуется с имеющимися наблюдениями, но и в том, что она служит основой концепции, связывающей воедино довольно далекие друг от друга идеи и факты. Сюда относятся распространенность и возраст химических элементов, свойства межгалактического вещества и излучения, законы гравитационной неустойчивости, возможность объяснения наблюдаемой структурности в виде галактик и их скоплений. Важнейшим фактом этой концепции является существование и конкретные характеристики реликтового излучения.

Реликтовое излучение было открыто в 1965 г. (Пензиас, Вильсон (1965)). Почти сразу же были обнаружены две его важнейшие характеристики: тепловой (планковский) характер спектра, соответствующий $T \approx 2{,}9$ К, и одинаковость температуры излучения, приходящего с разных направлений. Плотность энергии этого изотропного излучения составляет

$$\varepsilon_r \equiv \rho_r c^2 \approx 6 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3 \approx 6 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3.$$

Фоновое микроволновое излучение с такой плотностью энергии и тепловым спектром не могло создаваться горением водорода или эмиссией множества дискретных источников — звезд, галактик и т. п. Попытка подобного объяснения приводит к совершенно невероятным предположениям о плотности распределения и характере эволюции таких источников. (Вклад разнообразных источников в фоновое излучение с разными длинами волн рассчитывали А. Г. Дорошкевич и И. Д. Новиков (1964).)

Известно, что реликтовое излучение предсказывается теорией горячей Вселенной (Гамов (1946—1948)), постулирующей однородность и изотропию с самого начала. Но и наоборот, открытие фонового микроволнового радиоизлучения (правильно интерпретированного и названного впоследствии реликтовым) вынуждает нас распространить применимость фридмановских космологических моделей на существенно более ранние эпохи и свидетельствует в пользу правильности гипотезы горячей Вселенной.

Заполняя Метагалактику, это излучение остывает с ее расширением по закону $T \sim \frac{1}{R(t)} \sim 1 + z$. Следова-

тельно, в прошлом температура излучения и плотность его энергии были выше. Но при высоких температурах, когда энергия теплового движения молекул и атомов, из которых состоит обычное вещество, становится сравнимой с энергией связи молекул и атомов, происходит распад молекул, а затем ионизация атомов, т. е. вещество находится в состоянии плазмы. Не имея возможности объяснить происхождение реликтового излучения действием существующих источников, мы должны отнести период его формирования, по крайней мере, на те времена, когда оно активно взаимодействовало с плазмой, поддерживая или вырабатывая планковский спектр.

Энергия, заключенная в реликтовом излучении, должна была остаться в наследство от ранних, сверхплотных состояний материи, как и предполагается в теории горячей Вселенной. Она могла, в принципе, выделиться и в более поздние периоды, но не слишком поздно, чтобы излучение успело термализоваться, приобрести планковский спектр и стать таким, каким мы его наблюдаем. В любом случае существовал период равновесия реликтового излучения с веществом, вошедшим в звезды и галактики. Взаимодействие реликтового излучения с веществом должно было прекратиться в эпоху рекомбинации, в течение сравнительно непродолжительного периода, когда температура излучения была равна примерно 4000 К и электроны плазмы уже могли беспрепятственно присоединяться к ядрам водорода и гелия, образуя нейтральный газ. С этого же момента, который соответствует $z \approx 1300$, фотоны реликтового излучения начали свободно распространяться. Вплоть до наших дней ($z = 0$) они заметно не рассеивались, поскольку оптическая толща ионизованного межгалактического газа, по всей вероятности, много меньше единицы.

Очень важно, что температура реликтового излучения изотропна. Наблюдаемая частота реликтовых квантов определяется изменением их частоты на всем протяжении пути от места их отрыва от вещества в эпоху рекомбинации и до наблюдателя в настоящий момент времени. Одинаковость наблюдаемой температуры свидетельствует об одинаковом характере изменения со временем физических условий в разных участках пространства, что подтверждает принципы однородности и изотропии и позволяет распространить их на эпоху первичной плазмы, когда средняя плотность материи была порядка

10^{-21} г/см^3. Принимая, что среднее расстояние между галактиками в 50—100 раз превышает их размеры, рассмотрим эпоху, когда масштабный фактор был в 50 раз меньше нынешнего, т. е. согласно (4) $z \approx 50$. Тогда галактики должны были бы «соприкасаться краями», а до этого они заведомо не могли существовать в их нынешнем виде. Высокая степень угловой изотропии реликтового излучения в масштабах, соответствующих линейным размерам скопления галактик, отнесенным на момент рекомбинации, говорит о значительной однородности догалактического вещества. Поэтому совершенно естественно широко распространенное убеждение об образовании наблюдаемой структурности в результате развития весьма малых по амплитуде возмущений плотности, существовавших уже в эпоху рекомбинации и развивавшихся в дальнейшем в силу гравитационной неустойчивости (Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков (1975)). Впрочем, если предположить, что галактики по каким-то непонятным причинам «вылупились» из сравнительно небольших по размерам сверхплотных объектов, существовавших уже при $z = 1300$, а может быть, и до этого, то такое предположение тоже не так легко опровергнуть на основании наблюдений изотропии реликтового излучения. Дело в том, что, проходя вблизи почти статических образований любых размеров и любой плотности, кванты излучения «синеют», а затем «краснеют» в одинаковой степени, так что в результате остается лишь общее космологическое покраснение, обусловленное расширением.

Опираясь на изотропию реликтового излучения, можно проследить за историей Вселенной, предполагая с известным основанием, что и в далеком прошлом были справедливы законы однородных изотропных космологических моделей. Сравнение предсказаний такой теории с наблюдениями должно показать, не слишком ли она упрощена. Важной вехой в тепловой истории горячей Вселенной является период ядерных превращений — первые 10—100 с с момента, когда плотность формально обращалась в бесконечность ($t = 0$). В этот период температура материи была несколько миллиардов градусов, происходил синтез ядер легких элементов. Согласно расчетам в рамках простейших фридмановских моделей в результате синтеза образовалось 30% ядер атомов гелия, остальные 70% массы вещества приходятся на ядра атомов водорода — протоны. Количество других элементов

совершенно незначительно. Образование тяжелых элементов не могло происходить в ранней Вселенной и должно было произойти значительно позже — в звездах. В период рекомбинации ядра гелия и водорода присоединили электроны и превратились в нейтральный газ. Из этого первичного газа, как предполагается, в дальнейшем образовались звезды и галактики.

Прямое наблюдение первичного гелия весьма затруднительно, однако разнообразные методы исследования, примененные к тому же к различным астрономическим объектам, как правило, указывают на обилие гелия, совпадающее с предсказаниями теории. Такое совпадение весьма знаменательно, поскольку отказ от основных принципов теории горячей Вселенной с легкостью приводил бы к предсказаниям 100% или нулевого обилия первичного гелия, но оба предсказания, особенно первое, противоречат наблюдениям.

Существование реликтового излучения значительно продвигает нас в понимании эволюции мира, но и ставит новые вопросы. Современная плотность энергии реликтового излучения такова, что в каждом кубическом сантиметре присутствует примерно 500 фотонов. В то же время средняя плотность обычного вещества 10^{-30} г/см^3, причем не видно каких-либо признаков антивещества, т. е. современный астрономический мир зарядово-несимметричен. Таким образом, на каждый протон, масса которого равна около 10^{-24} г, приходится 10^9 фотонов. Отношение плотности числа фотонов n_γ к плотности числа барионов n_B (тяжелых частиц, таких, как протон) не меняется в ходе расширения от эпохи ядерных превращений. Поэтому их отношение является важным безразмерным параметром — удельной энтропией нашего мира: $s = \frac{n_\gamma}{n_B} \approx 10^9$. При еще бо́льших плотностях вещества, когда реликтовое излучение ро́ждает многочисленные пары частиц и античастиц, нужно уточнить понятие безразмерной энтропии, заменяя n_B на разность числа барионов и антибарионов. Однако, если мы принимаем (на основании лабораторных экспериментов в рамках достигнутой точности), что во всех процессах эта разность сохраняется, то и в те времена было $s = 10^9$. Вот это-то и представляется удивительным. Получается, что всегда существовал избыток барионов над антибарионами в размере 10^{-9} от общего числа частиц, т. е. мир

всегда был зарядово-несимметричен. Избежать этой асимметрии можно было бы, если бы барионный заряд не сохранялся, т. е. барионы могли бы превращаться в легкие частицы — лептоны. Тогда в сочетании с идеей, согласно которой распад частицы и античастицы не во всем одинаков (для других процессов это доказано в лабораторных опытах), в ходе расширения первичной плотной материи могло бы выработаться наблюдаемое превышение числа барионов над антибарионами из первоначально зарядово-симметричного состава (А. Д. Сахаров (1967)). Пока эта гипотеза была мотивирована только космологическими соображениями, к ней можно было относиться снисходительно. Однако в последнее время она получила мощную поддержку со стороны теории элементарных частиц. Несохранение барионного заряда и, в частности, возможность распада протона неизбежно возникают при попытке построения теорий, объединяющих электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие (Вейнберг (1979)). Сравнение предсказаний этих теорий с фактическими данными предполагает учет космологических сведений. Таков один из примеров тесного взаимопроникновения современной космологии и теоретической физики.

§ 4. Малые отклонения от однородности и изотропии

Как уже подчеркивалось, в охваченной наблюдениями области Вселенной однородность и изотропия имеют место только в определенных масштабах и только с определенной точностью. Мы говорим об однородности и изотропии наблюдаемого мира потому, что масштаб усреднения, при котором эти свойства проявляются, много меньше размеров горизонта, хотя и много больше размеров галактик и их скоплений. Но в прошлом горизонт был меньше, в будущем он будет больше. Давало ли решение Фридмана адекватное описание крупномасштабной структуры мира в пределах горизонта в прошлом и будет ли это справедливо в будущем — зависит от законов эволюции тех отклонений от однородности и изотропии, которые существуют сейчас.

Наблюдательные данные подтверждают или, во всяком случае, не противоречат представлению о том, что по крайней мере в прошлом решение Фридмана было пригодным в указанном выше смысле, т. е. однородность и изотропия в пределах горизонта имели место. Гигант-

ские неоднородности в сравнительно мелких масштабах галактик и их скоплений не должны нас смущать, так как их считают результатом развития малых по амплитуде возмущений, существовавших в прошлом. При сдвиге назад во времени горизонт сужается, но и амплитуда неоднородностей убывает, так что в пределах горизонта все остается в среднем однородным и изотропным. Эту концепцию нельзя считать доказанной, и для ее доказательства или опровержения необходимо в качестве первого шага выяснить законы эволюции малых отклонений от однородности и изотропии. Необходимо также вывести соотношения, допускающие наблюдательную проверку, основанную желательно на использовании особенно чувствительного метода — измерении анизотропии реликтового излучения

Теорию малых возмущений однородных изотропных космологических моделей построил Е. М. Лифшиц (1946). Эта теория, будучи релятивистской, включает в себя также и ньютоновский предел соответствующей задачи. В общем случае произвольные возмущения гравитационного поля и материи, заполняющей мир, можно разбить на три типа. В каждом из них содержатся возмущения гравитационного поля или, другими словами, возмущения компонент метрического тензора, однако возмущения плотности материи и ее скорости содержатся не во всех типах. Первый тип возмущений включает в себя возмущения плотности и продольных (не вихревых) компонент скорости. Во втором типе возмущения плотности отсутствуют, но есть вихревые возмущения скорости. И наконец, третий тип характеризуется тем, что в нем нет ни возмущений плотности, ни возмущений скорости, но есть только возмущения гравитационного поля — гравитационные волны. Для теории образования сгущений вещества — галактик и их скоплений — особенно важен первый тип возмущений.

Зависимость возмущений от времени определяется уравнениями второго порядка и поэтому содержит два независимых решения — две моды. Если одно из них соответствует нарастанию возмущений в будущем и их убыванию в прошлом, то другое решение, другая мода, описывает обратную зависимость. Возможна также ситуация, когда оба решения имеют периодическую зависимость от времени, и тогда нарастания возмущений не происходит. Наличие нарастающих решений служит сви-

детельством гравитационной неустойчивости. Неустойчивость возникает, когда размер области, охваченной возмущением, превышает некоторую критическую длину, так называемую джинсовскую длину волны. При меньших размерах этих областей происходят колебания величин, претерпевающих возмущения. В случае возмущения плотности это явление особенно легко понять: упругость среды (тем бо́льшая, чем больше в ней скорость звука v_s) препятствует нарастанию мелкомасштабных возмущений, переводит их в колебания — акустические волны. Их амплитуда убывает лишь из-за диссипативных процессов и общего расширения. Если же характерный линейный размер возмущения достаточно велик, превышает джинсовскую длину волны, $\lambda_D \approx v_s \sqrt{\frac{1}{G\rho}}$, то градиент давления не в состоянии конкурировать с силой тяготения и начальное возмущение неограниченно нарастает, согласно одному из независимых решений, либо неограниченно уменьшается согласно второму. Если начальные условия не выбираются настолько специально, чтобы полностью исключить нарастающую моду, то через некоторое время именно она будет определять судьбу возмущения.

В условиях горячей Вселенной упругость первичной плазмы и диссипативные процессы в ней приводят к затуханию возмущений, охватывающих массу, меньшую чем $\mathfrak{M}_D \approx (10^{13}-10^{14})\mathfrak{M}_\odot$. Только возмущения такого масштаба и еще бо́льших масштабов способны «дождаться», не затухая, момента рекомбинации, когда условия для конденсации вещества существенно улучшаются. После рекомбинации диссипативные процессы практически выключаются, а давление в веществе и вместе с ним джинсовская длина волны сильно уменьшаются. Теперь $\mathfrak{M}_D \approx \approx 10^5\ \mathfrak{M}_\odot$, и сохранившиеся к эпохе рекомбинации возмущения с массой $(10^{13}-10^{14})\ \mathfrak{M}_\odot$ и амплитудой возмущения плотности $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 10^{-2}-10^{-3}$ могут беспрепятственно нарастать и, в конце концов, превратиться в изолированные образования — протоскопления галактик.

Дальнейшее рассмотрение сгущений, в которых амплитуда возмущений плотности $\frac{\delta\rho}{\rho}$ достигает единицы, а затем и превышает ее, требует выхода за рамки теории малых возмущений. Движение вещества, практически не

обладающего давлением, должно приводить к образованию плоских уплотнений («блинов»), в которых один из размеров много меньше двух других. Такая форма уплотнений объясняется тем, что при произвольных начальных условиях, характеризующих движение элемента объема сплошной среды, в общем случае он сжимается в «блин», тогда как сжатие в «нить» или в «точку» требует специального выбора начальных условий. Образовавшееся при $z=4-10$ уплотнение нейтрального газа (протоскопление) разогревается и в нем происходят разнообразные тепловые и гидродинамические процессы. В дальнейшем протоскопление распадается на облака газа и протогалактики, а в них образуются звезды. Такова в общих чертах возможная схема образования наблюдаемой структурности (А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев (1978)).

Возмущения плотности, существовавшие в эпоху рекомбинации, должны проявлять себя сейчас в угловой зависимости температуры реликтового излучения. Угловые размеры областей, охватывающих $(10^{13}-10^{14})\,\mathfrak{M}_{\odot}$, соответствуют нескольким минутам дуги. Предсказываемая амплитуда вариаций температуры зависит от множества дополнительных параметров, но тем не менее не сильно отличается от измеренных верхних пределов для $\frac{\delta T}{T}$. Можно думать, что мы находимся на пороге важных сопоставлений теории с наблюдениями. Пока они не противоречат друг другу, но свобода в выборе теоретических параметров сильно уменьшается. Драматизм ситуации можно описать примерно такими словами: эксперимент утверждает, что флуктуации температуры в малых угловых масштабах отсутствуют в пределах $\frac{\delta T}{T} \leqslant 5\cdot 10^{-4}$, тогда как теория утверждает, что они не могут не существовать в пределах $\frac{\delta T}{T} \approx 5\cdot 10^{-5}-10^{-4}$.

В изложенной схеме образования структурности предполагается существование, пусть и малых, но не исчезающих возмущений некоторых величин с самого начала, т. е. с момента сингулярности. Конкретно, необходимо, чтобы и при $t\to 0$ возмущения гравитационного поля были конечны (порядка 10^{-4}), хотя соответствующие им возмущения плотности еще не начали расти и поэтому при $t\to 0$ отсутствуют. Так как для объяснения проис-

хождения галактик нам необходимо постулировать малые возмущения определенного пространственного масштаба, то естественно предположить, что начальные возмущения существовали во всех масштабах, в том числе в тех, которые сейчас сравнимы с горизонтом и превышают его. Столь масштабные возмущения могли бы быть ответственны за образование (точнее, за тенденцию к образованию) структурных единиц, сравнимых по масштабам с горизонтом или даже не «помещающихся» в пределы современного горизонта. Возникает вопрос о том, можно ли, используя имеющиеся наблюдательные данные, сказать что-либо о структуре Вселенной за границами области, принципиально доступной для наблюдений в настоящее время.

На первый взгляд кажется, что, изучая распределение вещества в ограниченной области пространства (да к тому же и с ограниченной точностью), можно было бы не заметить, что мы живем, фактически, внутри гигантской неоднородности с характерным масштабом, во много раз превышающем горизонт. О том, что в таких масштабах мир неоднороден, узнали бы астрономы отдаленного будущего, после того как их горизонт охватил бы всю неоднородность. Оказывается, однако, что имеющиеся ограничения на анизотропию реликтового излучения в сочетании с естественным предположением о случайности, невыделенности, нашего положения во Вселенной приводят к жестким ограничениям на возможную амплитуду возмущений плотности в любом масштабе, превышающем горизонт (Л. П. Грищук, Я. Б. Зельдович (1978)). Дело в том, что хотя возмущения плотности в пределах горизонта действительно много меньше максимальной вариации плотности во всей неоднородности, связанное с этим возмущением гравитационное поле весьма велико. Оно приводит к квадрупольной, т. е. 12-часовой, анизотропии наблюдаемой температуры реликтового излучения. Из верхнего предела на такую анизотропию $\frac{\delta T}{T} \leqslant 5 \cdot 10^{-4}$ можно заключить, что и возмущение плотности в любом масштабе, превышающем горизонт, в современную эпоху удовлетворяет ограничению $\frac{\delta \rho}{\rho} \leqslant 5 \cdot 10^{-4}$. В самое последнее время поступили сообщения об открытии анизотропии квадрупольного типа в пределах $\frac{\delta T}{T} \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Если это открытие подтвердится, возникает весьма инт-

ригующий вопрос о природе возмущения, вызвавшего эту анизотропию, о его судьбе в прошлом и будущем.

Таким образом, для описания имеющейся совокупности наблюдательных данных достаточно принять в качестве первого приближения однородную изотропную космологическую модель, которая содержала лишь малые возмущения в очень отдаленном прошлом, формально, при $t \to 0$. В рамках этой схемы необходимость больших значений факторов неоднородности и анизотропии возникает только при объяснении происхождения наблюдаемой структурности (галактик, скоплений), т. е. при описании Вселенной в относительно малых масштабах по сравнению со всей охваченной наблюдениями областью и с современным горизонтом. Однако мы должны быть готовы к тому, что расширение наших фактических знаний о мире может потребовать отказа от этой простой схемы, указать на неизбежность существования таких стадий эволюции, в прошлом или в будущем, когда Вселенная была существенно анизотропной или неоднородной.

§ 5. Начала теории неоднородной анизотропной Вселенной

Фридмановские решения принадлежат к числу простейших решений системы уравнений Эйнштейна. Они характеризуются полным отсутствием факторов неоднородности и анизотропии. В общем же случае можно указать шесть факторов анизотропии и шесть факторов неоднородности (А. Л. Зельманов (1958)). Среди них анизотропия деформации, анизотропия кривизны, вращение, неоднородность давления и другие. Все они входят в уравнения релятивистской теории тяготения. Анализ этих уравнений в общем виде — чрезвычайно сложная задача, но качественно динамическую роль отдельных факторов установить можно. Так, показано, что вращение и градиент давления могут увеличить продолжительность эпохи расширения и, кроме того, стремятся препятствовать появлению сингулярности в решениях уравнений Эйнштейна. Аппарат теории неоднородной анизотропной Вселенной заведомо необходим для анализа локальных неоднородностей. Что же касается неоднородных анизотропных космологических моделей, то их место в описании реального мира еще не установлено.

Учет факторов неоднородности и анизотропии важен в связи с вопросом о неизбежности появления сингуляр-

ностей (особенностей) в решениях уравнений гравитации. Среди всевозможных решений этих уравнений для космологии особенно интересны те, которые описывают более или менеее равномерное и неограниченное распределение материи. Такие решения можно условно назвать космологическими в противовес тем, которые больше подходят для описания ограниченных локализованных распределений. Одно время казалось, что появление сингулярностей в решениях А. А. Фридмана и других подобных решениях есть следствие математической упрощенности этих решений, их высокой степени симметрии. Высказывалось предположение, что отказ от упрощающих предположений, т. е. включение в рассмотрение факторов неоднородности и анизотропии, приведет к исчезновению сингулярностей. Таким образом, известные решения с сингулярностями мыслились как представители вырожденного и весьма ограниченного класса неустойчивых решений. Выяснилось, однако, что такое предположение несправедливо. Вначале это было установлено для так называемой пылевидной среды, т. е. среды, не обладающей давлением. Было показано, что общее решение уравнений Эйнштейна для такого вещества обладает сингулярностью (Л. П. Грищук (1966)). Структура сингулярности характеризуется тем, что в каждом элементе объема вещества есть одно направление, вдоль которого происходит неограниченное сжатие или расширение, так что элемент объема при приближении к сингулярности вырождается в двумерное образование — «блин». В общем случае вращение среды не в состоянии устранить сингулярность, поскольку катастрофическая деформация элемента объема происходит как раз в направлении локальной оси вращения.

В 1972 г. было построено общее решение уравнений Эйнштейна, обладающее сингулярностью и совместимое с широким классом предположений о физических свойствах вещества — его уравнения состояния (В. А. Белинский, Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников (1972)). Отличительной чертой этого решения является пренебрежимо малая динамическая роль вещества вблизи сингулярности. Другими словами, сингулярность гравитационного поля имеет место как при наличии вещества, заполняющего мир, так и при полном его отсутствии. Такое свойство общего решения вблизи сингулярности можно интерпретировать как следствие доминирующей роли гра-

витационных волн (Л. П. Грищук, А. Г. Дорошкевич, В. М. Юдин (1975)).

Ряд теорем, доказывающих неизбежность появления сингулярностей при довольно общих условиях, был установлен Хокингом и Пенроузом (1970, 1973). Достоинства этих теорем — весьма общий характер, использование небольшого числа не очень обременительных условий, их недостаток — отсутствие каких-либо сведений о структуре сингулярности и даже о степени ее «опасности». Есть частные примеры решений, удовлетворяющих теоремам Хокинга — Пенроуза, в которых наличие предсказываемой особенности не сопровождается появлением бесконечных значений плотности материи и кривизны. Особенности в этих решениях носят менее «опасный» характер.

Совершенно в новом свете должна предстать проблема сингулярностей при учете квантовых явлений в сильном гравитационном поле, которое возникает при приближении к сингулярностям классических (не учитывающих квантовую теорию) решений. Еще очень далеко до полной ясности в этом вопросе, однако уже сейчас известно, что некоторые из условий, которые постулировались при доказательстве теорем о сингулярностях, могут нарушаться в силу квантовой природы материи и самого гравитационного поля. Впрочем, надо иметь в виду, что квантовые явления становятся существенными лишь в предельно сильном гравитационном поле, т. е. в условиях, когда вещество и гравитационное поле уже находятся в «достаточно сингулярном» состоянии.

Обобщение космологических решений А. А. Фридмана при полном отказе от однородности и изотропии приводит, как мы видим, к сложным математическим проблемам. Сравнительно подробная информация получена только в связи с проблемой сингулярности обобщенных решений. Значительно более полному исследованию были подвергнуты так называемые однородные анизотропные космологические модели. С одной стороны, этот класс моделей значительно богаче и разнообразнее фридмановских, с другой, он допускает подробный математический анализ. Пожалуй, главное, что было извлечено из анализа однородных анизотропных моделей,— это понимание места, которое занимают фридмановские решения среди множества других решений гравитационных уравнений. Было установлено, что есть много решений,

близких по своим свойствам к фридмановским на некотором интервале эволюции и сильно отличающихся от них вблизи сингулярности или на более поздних стадиях эволюции. Вместе с тем нет никакой неизбежности в появлении фридмановских стадий ни где-нибудь в процессе эволюции, ни в асимптотическом пределе при $t \to \infty$. Большинство решений таких стадий вообще не содержит. Это обстоятельство настолько поразительно, что заставляет искать ответ на вопрос, почему же нам повезло и мы можем наблюдать мир в среднем однородный и изотропный. Один из возможных ответов на него состоит в попытке связать наблюдаемые свойства мира, включая значения фундаментальных постоянных (таких как c, $\hbar$, G), с возможностью образования звезд, планет и с зарождением жизни. Совокупность этих взглядов получила название антропологического принципа. Существуют более или менее количественные формулировки этого принципа, однако его суть хорошо иллюстрируется полушутливым высказыванием А. Л. Зельманова: «По-видимому, мы являемся свидетелями процессов определенных типов потому, что процессы других типов протекают без свидетелей» (Зельманов (1969)). Другой возможный ответ на поставленный вопрос состоит в указании физических процессов, которые могли бы сгладить, выровнять достаточно произвольные начальные неоднородности и анизотропию в больших пространственных масштабах. Этот подход подчеркивает недостаточность учета только сил тяготения и апеллирует к существованию более или менее универсальных физических механизмов, автоматически приводящих к решениям, близким к фридмановским. Другими словами, Вселенная такова, какой мы ее наблюдаем, не потому, что нам повезло, а потому, что, образно говоря, попытки Вселенной приобрести какие-либо другие свойства кончились бы для нее губительно. Конечно, пока такой взгляд существует, скорее в виде грандиозной, но полуинтуитивной «программы», чем в виде сколько-нибудь законченной теории.

Однако этой программе нельзя отказать в эстетической привлекательности, и в последние годы она интенсивно разрабатывается. Важная роль в ее реализации могла бы принадлежать квантовым эффектам рождения частиц в сильном гравитационном поле (Я. Б. Зельдович (1970)).

§ 6. Ранняя Вселенная

Пытаясь понять и объяснить современный астрономический мир, нуждаемся ли мы в столь далеких путешествиях в прошлое? Нельзя ли получить исчерпывающие сведения о происхождении и свойствах галактик, реликтового излучения, крупномасштабной структуры Метагалактики, изучая эти аспекты материального мира сами по себе, такими, какими мы их сейчас наблюдаем? Нет, этого недостаточно. Совершенно необходим эволюционный подход с учетом множества взаимосвязей. Вряд ли удастся понять строение и эволюцию Метагалактики, не связывая их с такими факторами, явно носящими отпечаток прошлого, как зарядовая несимметрия мира, конкретные значения удельной энтропии, содержание первичного гелия и т. п. Конечно, чисто умозрительное построение, не основанное на достаточном фактическом материале, ни к чему хорошему не приведет, но столь же бесполезна и другая крайность, возлагающая надежды лишь на бесконечное накопление эмпирических сведений.

Удаляясь в прошлое и минуя эпоху первичного нуклеосинтеза, мы проходим последнюю веху, о которой есть какие-либо наблюдательные астрономические свидетельства (табл. 14). Вероятно, крупномасштабные неоднородности и анизотропия, если они существовали, должны были сгладиться до этой эпохи. Но даже в предположении однородности и изотропии свойства Вселенной в эру нуклеосинтеза (лептон-фотонная эра) при температуре порядка 10^9 К не могут быть слишком произвольными. Они должны быть такими, чтобы в результате ядерных реакций получилось 30%-е обилие первичного гелия. В частности, удельная энтропия $s = n_\gamma / n_B$ не могла быть слишком большой, например, порядка 10^{11}—10^{12}. Почему же Вселенная приобрела эти свойства и как можно проверить теоретические выводы о Вселенной, имевшей «возраст» менее трех минут?

Современная теория элементарных частиц предсказывает, что при температурах, превышающих 10^9 и достигающих 10^{14} К (адронная эра), вещество содержало большое число кварков — «кирпичиков», из которых строятся все массивные сильно взаимодействующие частицы. Можно со значительной степенью уверенности говорить об этой эре, поскольку она описывается теорией сильных взаимодействий, получающей в последние годы все боль-

Таблица 14. Основные этапы эволюции ранней Вселенной

Время от сингулярности, с	Температура, К	Название эры	Основные характеристики
10^{-43}	10^{32}	Планковская	Граница применимости неквантовой теории тяготения. Рождение нетепловых реликтовых гравитонов.
10^{-35}	10^{28}	Творение барионного числа	Возникновение зарядовой несимметрии.
10^{-9}	10^{15}	Промежуточные бозоны	Множественное рождение промежуточных бозонов.
10^{-7}	10^{14}	Адронная	Кварки в тепловом равновесии.
10^{2}	10^{9}	Нуклеосинтез	Образование первичного гелия.

ше экспериментальных подтверждений. В еще более ранние эпохи, при более высоких температурах (от 10^{14} до 10^{16} К) достигаются физические условия, находящиеся на границе применимости экспериментально подтвержденных теорий физических взаимодействий. Этот период можно назвать эрой промежуточных бозонов, поскольку при 10^{15} К появляется большое число так называемых промежуточных бозонов, реализующих объединение электромагнитного и слабого взаимодействий. Вероятно, при еще более высоких температурах надо искать разгадку того, почему Вселенная зарядово-несимметрична, содержит избыток барионов над антибарионами (эра творения барионного числа). Эти надежды связаны с начавшимся построением теорий, объединяющих электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия по образцу и подобию экспериментально подтвержденной теории, объединяющей первые два из них. Экстраполяция констант связи трех взаимодействий в область очень высоких энергий показывает, что они становятся сравнимыми при энергиях порядка 10^{16} ГэВ, соответствующих температуре $T \sim 10^{29}$ К. Если объединение взаимодействий при таких (и более высоких) энергиях действительно происходит, то должны существовать очень массивные (с массой порядка 10^{-9} г) и чрезвычайно коротко живущие Х-частицы, реализующие это объединение. Подобные частицы обеспечивают несохранение барионного числа за счет превращений кварков в лептоны и обратно. В про-

цессе расширения Вселенной, начиная с температур порядка 10^{29} К X-частицы и их античастицы ($\overline{X}$-частицы) распадаются и «вымирают». Однако распады X и $\overline{X}$ не во всем одинаковы, и поэтому в результате получается ненулевое барионное число. Численное значение отношения n_γ/n_B оценивается как раз в окрестности фактически наблюдаемой величины порядка 10^9. Не следует переоценивать достоверность этих соображений и численных оценок, но кажется несомненным, что мы нуждаемся в знании процессов в столь отдаленные эпохи и находимся на пути к их пониманию (Вейнберг (1979)).

В изложенных выводах гравитационное взаимодействие учитывается только косвенно, посредством коллективного гравитационного поля, создаваемого множеством разнообразных частиц. Коллективное гравитационное поле определяет закон изменения со временем плотности материи и температуры, но его воздействие на отдельные частицы полностью игнорируется. Такое представление заведомо оправдано до тех пор, пока гравитационное поле не является предельно сильным, другими словами, пока размер горизонта (характеризующий в данном случае напряженность гравитационного поля) велик по сравнению с характерными длинами, сопоставляемыми волновым полям и частицам. Если же гравитационное поле увеличивается настолько, что упомянутые характерные размеры сравниваются, то картина становится значительно сложнее. Оказывается, коллективное гравитационное поле ранней Вселенной очень эффективно взаимодействует с гравитационными волнами и квантами гравитационного поля — гравитонами. Результатом такого взаимодействия должно быть порождение гравитонов из неизбежных квантовых флуктуаций гравитационного поля и образование нетеплового фона реликтовых гравитационных волн и гравитонов (Л. П. Грищук (1977)). Роль этого механизма должна быть особенно велика в столь сильных гравитационных полях, что плотность материи и температура достигают так называемых «планковских» значений $\rho_{Pl} \sim 10^{94}$ г/см^3, $T_{Pl} \sim 10^{32}$ К (планковская эра). «Планковские» величины конструируются из фундаментальных постоянных: постоянной Планка, гравитационной постоянной, скорости света, и отмечают границу применимости релятивистской (неквантовой) теории тяготения. Вероятно, для описания этой области плотностей и со-

ответствующих энергий порядка 10^{19} ГэВ потребуется еще не созданная единая теория всех известных взаимодействий, включая гравитационное.

Реликтовые гравитоны интересны не только как важнейший фактор физических условий ранней Вселенной, но и как, возможно, единственный источник информации о той эпохе. Дело в том, что все другие типы частиц, способные нести отпечаток физических процессов той эпохи, прошли через период термодинамического равновесия, период активного взаимодействия друг с другом и с другими сортами частиц. В результате информация о многих деталях их взаимодействия сглаживается, теряется. К моменту нуклеосинтеза все сведения о предшествующих эпохах заключены в нескольких числах — отношении чисел барионов и лептонов к числу фотонов. Что же касается гравитонов, то они либо вообще не были в равновесии, либо вышли из него предельно рано в планковскую эру. Таким образом, гравитоны, порожденные на планковской стадии и после нее, отражают черты ранней Вселенной в виде той или иной плотности энергии и формы спектра реликтового гравитационного излучения, сохранившегося до наших дней. Регистрация такого излучения находится пока за пределами экспериментально достижимого, но сама возможность узнать что-либо о предельно ранних стадиях эволюции Метагалактики будет, несомненно, стимулировать поиски и создание необходимых экспериментальных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

Белинский В. А., Лифшиц Е. М., Халатников И. М., 1972,— ЖЭТФ, т. 62, с. 1606.
Вейнберг, 1979 — *Weinberg S.* — Physica Scripta, v. 21, № 5, 1980.
Гамов, 1946, 1948.— *Gamow G.* Phys. Rev., v. 70, p. 572; v. 74, p. 505.
Грищук Л. П., 1966 — ЖЭТФ, т. 51, с. 475.
Грищук Л. П., 1977 — УФН, т. 121, с. 629.
Грищук Л. П., Дорошкевич А. Г., Юдин В. М., 1975 — ЖЭТФ, т. 69, с. 1857.
Грищук Л. П., Зельдович Я. Б., 1978 — АЖ, т. 55, с. 209.
Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., 1978 — В кн.: Космология: Теории и наблюдения.— М.: Мир, с. 277.
Дорошкевич А. Г., Новиков И. Д., 1964 — ДАН СССР, т. 154, с. 809.
Зельдович Я. Б., 1964 — АЖ, т. 41, с. 19.
Зельдович Я. Б., 1970 — Письма ЖЭТФ, т. 12, с. 443.
Зельдович Я. Б., Смородинский Я. А., 1961 — ЖЭТФ, т. 41, с. 907.
Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., 1975 — Строение и эволюция Вселенной, М.: Наука.

Зельманов А. Л., 1958 — Научные доклады высшей школы. Физмат. науки, № 2, с. 124.
Зельманов А. Л., 1959 — В кн.: Труды VI совещания по вопросам космогонии — М.: изд-во АН СССР, с. 144.
Зельманов А. Л., 1967 — Космология.— В кн.: Развитие астрономии в СССР.—М.: Наука, с. 320.
Зельманов А. Л., 1969 — В кн.: Бесконечность и Вселенная. — М.: Мысль, с. 274.
Зельманов А. Л., 1977 — АЖ, т. 54, с. 1168.
Лифшиц Е. М., 1946 — ЖЭТФ, т. 16, с. 587.
Пензиас, Вилсон, 1965 — *Penzias A. A.*, *Wilson R. W.*— Ap. J., v. 142, p. 419.
Пиблс П., 1971 — Физическая космология.— М.: Мир, 1975.
Сахаров А. Д., 1967 — Письма ЖЭТФ, т. 5, с. 32.
Тамманн, Сэндидж, Яхил, 1979 — *Tamman G.*, *Sandage A.*, *Yahil A.*— Lecture Notes for the 1979 les Houches Summer School.
Фесенков В. Г., 1918 — Вестник ВАС, вып. 1, с. 67.
Фесенков В. Г., 1937 — АЖ, т. 14, с. 427; ДАН СССР, т. 15, с. 125.
Фридман А. А., 1922 — Zs. Phys. v. 11, с. 377.
Фридман А. А., 1924 — ЖФХО, т. 56, с. 59.
Хокинг С., Эллис Дж., 1973.— Крупномасштабная структура пространства времени.— М.: Мир, 1977.
Хокинг, Пенроуз, 1970 — *Hawking S.*, *Penrose R.*— Proc. Roy. Soc. v. A314, p. 529.
Шкловский И. С., 1954 — АЖ, т. 30, с. 577.
Эйнштейн А., 1965 — Собрание научных трудов. — М.: Наука, т. I.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ НАЗВАНИЙ ЖУРНАЛОВ

АЖ — Астрономический журнал
АЦ — Астрономический циркуляр
ЖФХО — Журнал физико-химического общества
Изв. КрАО — Известия Крымской Астрофизической обсерватории
ПЗ — Переменные звезды
Письма АЖ — Письма в Астрономический журнал
Сообщ. САО — Сообщения Специальной Астрофизической обсерватории
AJ — Astronomical Journal
Ap. J.— Astrophysical Journal
Ap. Sp. Sci.— Astrophysics and Space Science
Astr. Ap.— Astronomy and Astrophysics
Ann. Rev. Astr. Ap.— Annual Revue of Astronomy and Astrophysics
MNRAS — Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP — Publications of the Astronomical Society of the Pacific
Proc. IAU Coll.— Proceedings of the International Astronomical Union Colloqium
Proc. IAU Symp.— Proceedings of the International Astronomical Union Symposium

ПРЕДМЕТНО-ОБЪЕКТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аккреционный диск 54—56, 68, 72, 78, 83
— —, оптическое излучение 54, 56
Аккрецирующие звезды 65, 67, 81
Аккреция 56, 65, 72, 74, 82, 163, 218
— дисковая 53, 68, 73, 77, 79, 156
Альвеновский радиус 69, 70, 73, 76, 83
Атмосфера звезд Вольфа — Райе 44—46, 48—53

Белые карлики 53, 57, 58, 61, 64, 83, 156, 162, 214, 261

Взаимодействующие галактики 350, 353—360
— —, атлас 355, 359
— —, гнезда 357—359
— —, цепочки 355, 358, 359
— —, фрагментация 358
Водород атомарный см. Области H I
— молекулярный 176, 182, 274, 313, 314, 341
— ионизованный см. Области H II
—, радиоизлучение 275, 277, 282, 283, 292—294, 340
Волны гравитационные 404, 409
— ленгмюровские 305
— плотности 139, 140, 173, 183, 310, 311
— ударные 109, 139, 177, 183, 309, 311
Вселенная горячая 393, 400
—, модель 388
—, нестационарная 381, 383
—, строение 402, 403
—, эволюция 362, 396, 408

Газовые туманности 179, 281, 327, 341
— — диффузные 338—340, 379
— — планетарные см. Планетарные туманности
Газо-пылевые комплексы 89, 277, 312, 315
Галактика, межзвездный газ 269, 271—275, 285—291, 307, 308
—, — — в центре 288, 289
—, расстояние до центра 133, 226
Галактика, спиральная структура 139, 172, 183, 276
—, шаровые скопления 172—174, 222—226
—, цефеиды 139, 141, 144
—, эволюция 213
Галактика M 31 139—141, 173, 182, 271, 328, 335, 336, 338, 344, 345, 347, 353
— —, ассоциации 139, 182, 196, 199
— —, новые звезды 153—156, 344
— —, области H II 331, 339
— —, цефеиды 137—141, 182
— —, шаровые скопления 172, 173, 227, 335
— M 32 334, 338, 339
— M 33 173, 178, 271, 328, 344, 345
— —, ассоциации 178, 199
— M 51 173, 271, 354, 356, 379
— M 81 173, 276, 354, 356
— M 82 365
— M 87 226, 346, 375
— M 101 271, 275
— NGC 2403 173
— NGC 3379 334, 347
Галактики, вращение 330, 331, 332, 343
— «голубые» Маркаряна 350, 352
—, группы 375
—, двойные 333, 374
—, изолированные 374
—, карликовые 345, 349, 376
—, каталоги 345, 347, 348, 374, 377
—, классификация 343, 349
— кольцевые 360
— кометообразные 364
— компактные 349, 360
—, масса 333
— неправильные 271, 315, 328, 329, 340, 362
—, радиоизлучение 348, 351, 361, 377
—, размеры 330
— пересеченные 342
—, происхождение 402
— Сейферта 350, 359, 361, 362, 364
—, сжатие 332, 333
—, скопления 373—378
— спиральные 271, 316, 328, 330, 336, 342, 344, 361
—, спиральный узор 139, 309
—, химический состав 271, 341, 342

Галактики, эволюция 333, 336, 353, 378, 379
— эллиптические 271, 328, 329, 333, 334, 336, 347, 349, 361, 362
—, ядра 330, 339, 347, 351, 352, 353, 369, 379
Галактический ветер 309
Гало Галактики 309
Гамма-излучение 289
Глобулы 281, 285, 298
Гравитоны 409, 410

Движение линии апсид 30—34
— — — релятивистское 35—37
Двойные рентгеновские системы см. Рентгеновские двойные системы
— системы тесные см. Тесные двойные системы

Закон Вокулера 339
— потемнения диска к краю 11, 24, 46, 47
— Хаббла 329, 359, 370, 378, 386
Затменная двойная система DI Геркулеса 36—37
— — — RU Единорога 32—34
— — — β Лиры 18
— — — RX Кассиопеи 25—30
— — — V 444 Лебедя 17, 40—42, 45, 46, 47, 48, 50, 51, 53
— — — ER Ориона 19
— — — CV Стрелы 42, 43, 51
— — — CQ Цефея 43, 44
Затменные двойные системы 9—63
— — — контактные 18, 21, 25
— — —, кривые блеска 9, 18, 19, 31, 33, 36, 38, 41, 43, 44, 63
— — — полуразделенные 21, 23, 25
— — — разделенные 21, 23
— — — с звездами WR 39—53
— — — с дискообразными оболочками 53—63
— — —, физические характеристики 16
— — —, фотометрические элементы 11, 28
— — —, эволюция 20, 50, 74
— — —, эффект гравитационный 23
— — —, — отражения 54, 57
— — —, — эллипсоидальности 44
Звездные ассоциации 169, 173—180, 191—193, 196, 198, 315, 338
— комплексы 170, 173, 177, 180, 183, 193, 195—200, 316, 317
— облака 177, 178, 199
— скопления 171—174
— —, возраст 169, 170, 172, 173
— —, короны 174
— —, образование 173, 176, 315
Звездный ветер 69, 284, 297, 299, 317
Звездообразование 137, 139, 169, 171, 173—178, 182, 199, 200, 298, 314, 315, 318, 323, 324, 378, 401
—, очаги 200, 280, 284, 289, 317
Звезды Вольфа — Райе 38—53, 179, 241
— гелиевые 50
— компактные 64—70
— —, масса 70, 71
— молодые 171, 178, 180, 280, 379
Звезды RR Лиры 124, 127, 129—134, 218—222
— — —, абсолютная величина 132
— — —, изменение периода 134, 219
— — —, кинематика 132, 133
— — —, химический состав 133
—, релятивистские 65
— типа T Тельца 125, 169, 175, 191—193, 196, 199, 280
—, эволюция 88, 115, 131, 136, 137, 150, 152, 170, 172, 214—216, 280

Квазары 350, 359, 361, 370—373, 386
Керн, внутреннее ядро галактик 347, 353
Коллапс гравитационный 88, 116, 176
Космологические модели 388, 394, 403, 405
Кратные галактики 333, 374
Кривые вращения галактик 330—332

Лацертиды, объекты типа BL Lacertae 350, 361, 363

Магелланов поток 276, 278
Магелляновы Облака 170, 172, 177—183, 278, 327, 335, 336, 337, 344
— —, звездные ассоциации 177, 178, 187, 198
— —, планетарные туманности 237
— —, цефеиды 137, 138, 144, 187, 200
— —, шаровые скопления 172, 181, 227
Магнитосфера 73, 74, 77, 79, 82
Мазерное излучение 284, 318, 319, 321
Мазеры космические 267, 284, 318—325
Межгалактический газ 309, 360
Межзвездная пыль 266, 269, 270, 281, 282, 292, 313, 314, 317, 340
Межзвездные молекулы 267, 277, 280, 289, 309, 313, 314, 341
Межзвездные облака 300—305
Межзвездный ветер 295
Межзвездный газ 111, 112, 269, 271—291, 302, 303, 311, 313, 340, 341
— — горячий разреженный 276, 286, 289, 291, 300, 307, 308, 377
— — —, коридоры 288, 308
— —, движение 290
— —, плотность 273
— —, химический состав 272, 280, 313
Местная система галактик 328
Метагалактика 328, 329, 361, 385, 386
—, расширение 329, 386
—, эволюция 407
Молекулярные облака 176, 182, 267, 277, 279, 289, 300, 314, 316, 323

Начальная главная последовательность 186
Нейтрино 116

Нейтронные звезды 56, 64, 66, 71, 72, 74, 78, 81, 82, 88, 115, 172, 214
— — аккрецирующие 71, 78, 81
— —, строение 72
— —, эволюция 66, 74, 75
Новая звезда DQ Геркулеса 56—62, 156, 160, 161
— — HR-Дельфина 157, 158, 160, 162
— — FH Змеи 158—160
— — V 1500 Лебедя 159—161
Новые звезды 53, 124, 125, 153—167, 344
— —, двойственность 156
— —, масса 156
— — межгалактические 155
— —, модель 156, 161
— —, поляризация излучения 158
— —, радиоизлучение 160
— —, химический состав 161
Нуклеосинтез 407, 408, 410

Области H I 183, 288, 289, 300—309, 340, 341
— H II 170, 181, 183, 282, 288, 289, 292, 331, 339
— — вокруг Солнца 295
— — компактные 280
Оболочки дискообразные 53—61
— новых звезд 158—161
— сверхновых звезд 89, 102, 116
Остатки сверхновых звезд 89, 106, 109, 298, 307, 309
— —, радиоизлучение 103, 109—112
— —, рентгеновское излучение 112, 113
— —, характеристики 114
Остаток сверхзвуковой Кассиопея A 105, 107—112, 114, 350
— — Кеплера 114
— — Парус-X 107, 114
— — Петля (Лебедь) 107, 112, 114
— — Тихо Браге 112, 114
— —, туманность Краб 103, 106, 108, 110, 112, 361
— — Симеиз-147 107, 113
— — IC 443 107, 114

Парадокс гравитационный 383
— фотометрический 382
Переменная звезда V 1016 Лебедя 164, 165
— — V 1329 Лебедя 164, 166
— — FU Ориона 119
— — FG Стрелы, 119, 163, 164, 167
— — HM Стрелы 164, 166
Переменные звезды 118—169, 187—197, 218—222
— —, каталоги 120—122
— —, классификация 122—129
— —, новые см. Новые звезды
— — пульсирующие 123—129
— — — типа RR Лиры см. Звезды RR Лиры
— — — — δ Щита 124, 147
— — —, цефеиды см. Цефеиды
— — симбиотические см. Симбиотические звезды
— — типа T Тельца см. Звезды типа T Тельца
— — эруптивные 124, 125, 127
Переменные звезды пульсирующие, возможные предшественники планетарной туманности 163—167
Плазмоиды 362
Планетарные туманности 115, 163, 229—263, 344
— —, инфракрасное излучение 253
— —, механизм свечения 243
— —, оболочка 236
— —, радиоизлучение 252
— —, химический состав 235
— —, ядра 230, 236, 241, 248, 261, 263
Полоса нестабильности 130, 143, 146, 149, 150, 152
Постоянная Роша 19
— Хаббла 102, 136, 185, 187, 328, 389
Предел Роша 20, 21
Приливное взаимодействие галактик 274, 355, 356, 379
Протозвезды 173, 176
Протопланетарные туманности 163, 261
Протопланеты 267, 284, 324
Протоскопления галактик 400
Пульсары рентгеновские 69—77
— —, характеристики 71
Пульсар Cen X-3 70, 71
— Her X-1 см. Рентгеновская двойная система HZ Her
— SMC X-1 70, 71
— Vela X-1 71

Радиогалактика X Волос Вероники 363
— Дева A (NGC 4486) 362, 363, 369
— Лебедь A 366, 367, 369
— Персей A (NGC 1275) 352, 364, 369, 377
— Печь A 366, 369
— Центавр A (NGC 5128) 350, 366, 368, 369
— BL Ящерицы (Lacertae) 363, 364
— 3C 123, 361
— 3C 129 364
— 3C 236 366, 368
— 3C 273 372
— 3C 279 361
Радиогалактика 350, 361—370, 386
— квазаги 361
— компактные типа N 361—363, 371, 373
— лацертиды см. Лацертиды
— кометовидные 364
—, структура 362—370
—, характеристики 369
Радиоисточники в центре Галактики 289
Радиус коротации 139, 140, 173
Рассеянное скопление звездное Гиады 185—187, 192
— — — h, χ Персея 176, 188, 193—197, 200
— — — Плеяды 186, 193, 281, 299, 186
— — — NGC 6231 176
— — — NGC 6649 148, 189, 190
— — — NGC 7790 189, 190
Рассеянные скопления звездные 169, 170—174, 176, 184, 185, 187, 198, 336

Рассеянные скопления звездные в галактиках 327, 335, 336
— — — короны 174, 176
— — — цефеиды 136—138, 188—190, 195
Рекомбинационные радиолинии 292
Реликтовое излучение 362, 387, 393, 401, 402
Релятивистские частицы 110, 352, 362, 372
Рентгеновская двойная система AM Геркулеса 83, 84
— — — HZ Геркулеса 53—57
Рентгеновские двойные системы 53—81, 83
Рентгеновские источники вспышечные 79
— — — в шаровых скоплениях 218, 227
— — новоподобные 78, 79, 157
— — пульсары см. Пульсары рентгеновские
Рентгеновский источник V 861 Скорпиона 78
— — Cir X-1 78
— — Cyg X-1 62, 63, 66, 77, 78

Сверхассоциации 170, 178, 198
Сверхновая звезда S Андромеды 88, 91
— — Кеплера 103, 104
— — Тихо Браге 103, 104
— — SN 1937 c 97
— — SN 1954a 97
— — SN 1972c 96
Сверхновые звезды 88—116, 119, 176. 200, 288, 299, 307, 308
— — галактические 103, 106
— — «исторические» 103
— —, классификация 89—92
— —, модель фотосферы 102
— —, спектры 89, 90, 95, 97
— —, оболочки 89, 102, 116
— —, остатки см. Остатки сверхновых
— — I типа 90, 93, 96, 98, 106, 116
— — II типа 90, 93, 98, 103, 106
— —, частота вспышек 106
Сверхскопления галактик 378
Северный полярный отрог 308 (см. шпур)
Симбиотические звезды 125, 167
Синтез тяжелых элементов 89
Синхротронное излучение 110, 289, 362
Скопление галактик в Волосах Вероники 376
— — в Деве 136, 362
— — компактное 376
— — в Пегасе 377
Скопления галактик 373, 375, 385
Скрытая масса 375
Спектрально-двойные звезды 10, 14, 15
— — —, кривые лучевых скоростей 14, 15
Структура мира крупномасштабная 399, 407
Субкосмические лучи 302, 303, 305, 307
— —, источники 305

Тесная двойная система SS 433 84—87
Тесные двойные системы 9—87, 217, 261
— — —, запятненность диска 22, 23
— — — типа AH Геркулеса 83
— — — — SS 433 84—87
— — — — RS Гончих псов 23
— — —, эволюция 20, 50, 66, 74
Тяжелые элементы 210, 215, 272, 282, 291
Туманности волокнистые 281, 299
— кометарные 281, 298
— планетарные см. Планетарные туманности
— светлые 282, 292—300
— темные 281, 282, 286, 340, 377
— эмиссионные см. Области H II
Туманность Андромеды см. Галактика M 31
Туманность 30 Золотой Рыбы (Тарантул) 178, 179, 200
— Краб см. Остаток сверхновых
— Ориона 281, 296, 317, 318

Ударные волны см. Волны ударные

Фотометрические двойные звезды 9, 11, 24
Функция масс 13

Цефеида RU Жирафа 151
— CE Кассиопеи 189
— SZ Кассиопеи 146
— BY Кассиопеи 146
— TU Кассиопеи 149
— SV Лисички 152
— Полярная 147
— SZ Тельца 194
— V 810 Центавра 147
— V 367 Щита 148, 149, 190
Цефеиды 123, 126, 135—153, 178, 182, 184, 185, 187, 193—197
—, группировки 180, 184, 197
— в галактиках 137, 139, 140, 144, 197, 200, 327, 335, 344, 385
— в звездных комплексах 182, 184, 193—197, 200
—, зависимость «период — возраст» 135, 137—142, 148, 194
—, — «период — светимость» 136, 171, 185, 187, 195, 222, 327
—, — «период — истинный цвет» 142—144
—, эволюция 146, 149, 150—152

Черные дыры 64, 77, 78, 83, 86, 116, 172, 214, 218

Шаровое скопление 47 Тис 209
— — M 3 204, 217, 219
— — M 4 217
— — M 10 203
— — M 13 217
— — M 15 218, 234
— — NGC 6752 214

Шаровые звездные скопления 131, 169, 171—174, 202—228, 276
— — — в галактиках 172—174, 183, 335, 336
— — —, возраст 172, 173, 212, 217
— — —, вспышечные рентгеновские источники в них 83
— — —, горизонтальная ветвь 209, 212, 213, 215, 216
— — —, звезды RR Лиры в них 209, 211, 212, 215, 218
— — —, каталоги 205
— — —, химический состав 210, 213, 215, 223
Шаровые звездные скопления, цефеиды 218, 221
— — —, черные дыры в них 83, 172
Шкала расстояний 136—137, 185—188, 328
Шпур 308

Ядра галактик 330, 339, 347, 351, 369
— — активные 369, 379
— — эруптивные 352, 353