

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Федеральное государственное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«ЮЖНЫЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

## **ЛЕКЦИИ ПО ЗВЁЗДНОЙ АСТРОНОМИИ**

**Локтин А.В., Марсаков В.А.**

УЧЕБНО-НАУЧНАЯ МОНОГРАФИЯ

2009

Книга написана кандидатом физико-математических наук, доцентом кафедры астрономии и геодезии УрГУ Локтиным А.В. и доктором физико-математических наук, профессором кафедры физики космоса ЮФУ Марсаковым В.А. Она основана на курсах лекций по звёздной астрономии, которые на протяжении многих лет читаются авторами. Книга содержит самое основное и необходимое для понимания современного состояния этой науки и может служить современным учебным пособием по звёздной астрономии для студентов и аспирантов астрономической специальности университетов.

Рецензент

доктор физико-математических наук А.Э. Пискунов

Печатается в соответствии с решением Учёного Совета  
физического факультета ЮФУ, протокол № 6 от 27 января 2009 г.

На обложке: снимок двойного рассеянного скопления  $\eta$  и  $\chi$  Персея,  
сделанный М. Ю. Невским на телескопе обсерватории ЮФУ

## Оглавление

<b>Предисловие .....</b>	<b>6</b>
<b>Введение .....</b>	<b>7</b>
<b>Лекция 1. Координаты в звёздной астрономии.....</b>	<b>11</b>
§1.1 Системы координат	11
§1.2 Наблюдательные данные	14
<b>Лекция 2. Фотометрические характеристики звёзд.....</b>	<b>20</b>
§2.1 Видимые и абсолютные звёздные величины	20
§2.2. Фотометрические системы	22
§2.3 Боллометрические звёздные величины	26
<b>Лекция 3. Определение расстояний до звёздных объектов .....</b>	<b>29</b>
§3.1 Геометрические методы определения расстояний до небесных тел	29
§3.2 Средние (вековые) параллаксы	35
§3.3 Фотометрические методы определения расстояний до небесных тел	37
<b>Лекция 4. Спектральная классификация звёзд.....</b>	<b>43</b>
§4.1 Исторические сведения	43
§4.2 Система МКК	45
§4.3 Пекулярные спектры	54
§4.4 Истинные (нормальные) показатели цвета и абсолютные величины звёзд	59
<b>Лекция 5. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела .....</b>	<b>61</b>
§5.1 Основные последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рессела	61
§5.2 Эволюция звёзд	64
§5.3 Типы переменных звёзд и полоса неустойчивости	70
<b>Лекция 6. Поглощение света в Галактике .....</b>	<b>76</b>
§6.1 Полное и селективное поглощение света	76
§6.2 Определение избытка цвета в системе UB <sub>V</sub>	80
§6.3 Модель видимого распределения поглощающей материи	82
§6.4 Поглощающая материя в нашей Галактике	84
<b>Лекция 7. Рассеянные звёздные скопления и звёздные ассоциации .....</b>	<b>88</b>
§7.1 Общие характеристики рассеянных скоплений	88
§7.2 Определение избытков цвета, расстояний и возрастов рассеянных скоплений	91
§7.3 ГР-диаграмма рассеянного скопления	96

§7.4 Рассеянные звёздные скопления в Галактике	100
§7.5 Звёздные ассоциации, комплексы и движущиеся группы	104
§ 7.6. Погруженные скопления.	107
<b>Лекция 8. Шаровые звёздные скопления.....</b>	<b>109</b>
§8.1 Характеристики шаровых скоплений	109
§8.2 Фотометрические диаграммы шаровых скоплений	114
§8.3 Пространственное распределение шаровых скоплений в Галактике	122
<b>Лекция 9. Движение Солнца в пространстве и остаточные скорости звёзд .....</b>	<b>126</b>
§9.1 Скорость Солнца относительно разных типов объектов	126
§9.2 Остаточные скорости звёзд	131
§9.3 Распределение Шварцшильда	136
§9.4 Параметры эллипсоида скоростей по данным наблюдений	139
<b>Лекция 10. Вращение Галактики.....</b>	<b>142</b>
§10.1 Формулы Ботлингера	142
§10.2 Формулы Оорта	144
§10.3 Определение расстояния Солнца от центра Галактики	147
§10.4 Определение частоты вращения Галактики	149
§10.5 Кривая вращения Галактики	151
§10.6 Наблюдения нейтрального водорода	154
<b>Лекция 11. Структура Галактики и типы населений.....</b>	<b>159</b>
§11.1 Типы населения галактик и подсистемы	159
§11.2 Звёздные подсчёты	161
§11.3 Структура Галактики	165
<b>Лекция 12. Функция светимости и спектр звёздных масс.....</b>	<b>170</b>
§12.1 Функция светимости звёзд галактического поля	170
§12.2 Зависимость “масса – светимость”	175
§12.3 Функции светимости и масс рассеянных звёздных скоплений	177
§12.4 Начальная функция масс	180
<b>Лекция 13. Межзвёздная среда .....</b>	<b>184</b>
§13.1 Наблюдения межзвёздной среды	184
§13.2 Структура межзвёздной среды	185
§13.3 Межзвёздная среда и звездообразование	191

<b>Лекция 14. Химическая эволюция звёздных населений .....</b>	<b>196</b>
§14.1 Определение химического состава звёзд	196
§14.2 Изменение химического состава звёздного вещества	199
§14.3 Многокомпонентность галактического гало и его химические свойства	202
14.4 Химические свойства галактического диска	206
§14.5 Модели химической эволюции Галактики	210
<b>Лекция 15. Построение модели Галактики.....</b>	<b>213</b>
§15.1 Динамические свойства звёздной системы	213
§15.2. Симметрия и интегралы движения звёздной системы	216
§15.3 Стационарная Галактика	221
§15.4 Составные модели Галактики	224
§15.5. Интегральные уравнения звёздной статистики	228
<b>Лекция 16. Орбиты звёзд в Галактике .....</b>	<b>231</b>
§16.1 Эпициклическое приближение	231
§16.2 Орбиты в реальных потенциалах	236
<b>Лекция 17. Спиральная структура Галактики .....</b>	<b>240</b>
§17.1 Наблюдательные данные о спиральной структуре	240
§17.2 Спиральные ветви как волны плотности	244
§17.3 Параметры спиральной структуры нашей Галактики	248
§17.4 Спиральные ветви в численных экспериментах	252
<b>Лекция 18. Эволюция Галактики .....</b>	<b>254</b>
§18.1 Формирование подсистем	254
§18.2 Дальнейшие стадии эволюции	260
<b>Лекция 19. Галактики .....</b>	<b>263</b>
§19.1 Классификация галактик	263
§19.2 Методы определения расстояний до галактик	267
§19.3 Исследование структуры и вращения галактик	270
§19.4 Определение масс галактик	273
<b>Литература.....</b>	<b>278</b>
<b>Предметный указатель.....</b>	<b>279</b>

## Предисловие

Предлагаемая книга появилась как следствие недостатка современных пособий по звёздной астрономии, поскольку к настоящему времени самому молодому учебнику по звёздной астрономии (П.Г. Куликовский «Звёздная астрономия», М: «Наука», 1978) исполнилось 30 лет. Между тем астрономия, в том числе и звёздная, за три прошедших десятилетия кардинально изменилась. Особенно серьезные изменения произошли в последние годы в связи с опубликованием результатов работы ИСЗ Hipparcos, которые дали возможность резко поднять точность определения расстояний до большого числа звёзд и послужили основой для создания каталога Tycho-2, обеспечившего астрономов высокоточными собственными движениями большого числа звёзд. В такой небольшой книге невозможно охватить и полностью раскрыть все разделы постоянно развивающейся звёздной астрономии. Поэтому авторы стремились просто ввести читателя в некоторые ее проблемы и на их примерах познакомить его с основными методами комплексного статистического анализа, использующего физические, химические, геометрические и кинематические параметры объектов, и представляющего характерную особенность звёздной астрономии. Изложение в основном имеет качественный характер, поэтому для углубленного изучения отдельных вопросов необходимо пользоваться предлагаемым списком литературы. Книга написана на основе опыта авторов по чтению лекций по звёздной астрономии студентам Уральского государственного университета и Южного федерального университета, специализирующихся по астрономии, и поэтому не лишена некоторого повышенного внимания к вопросам, связанным с предпочтениями авторов в их научной деятельности. Авторы выражают надежду, что чтение данного курса лекций поможет читателю легко перешагнуть к работе с профессиональной научной литературой.

## Введение

*Звёздная астрономия* является обширной ветвью современной астрономической науки, занимающейся статистическим анализом наблюдательных данных и изучением коллективных свойств звёздных и газовых объектов нашей и других галактик с целью уяснения строения и развития галактик и звёздной Вселенной в целом. В отличие от астрофизики, изучающей природу различных объектов, звёздная астрономия имеет дело с большими ансамблями этих объектов и оперирует с их средними параметрами. Она подготавливает материалы для построения теоретических моделей происхождения и эволюции звёздных систем, а на конечном этапе проверяет выполнение наблюдаемых следствий этих теорий. Звёздная астрономия использует огромный, постоянно увеличивающийся наблюдательный материал, при анализе которого очень широко применяются методы математической статистики. Поэтому звёздная астрономия является, с одной стороны, галактической астрономией, а с другой - статистической астрономией.

Вслед за астрофизикой звёздная астрономия стала в последние десятилетия спутниковой астрономией. Эра широкого использования наблюдений с ИСЗ в звёздноастрономических исследованиях началась с запуска ИСЗ IRAS (InfraRed Astronomical Satellite – инфракрасный астрономический спутник), результатом работы которого явился обширный каталог точечных инфракрасных источников - в основном звёзд. Новую эру в звёздной астрономии открыл астрометрический спутник Hipparcos, снабдивший звёздную астрономию точными тригонометрическими параллаксами многих тысяч звёзд и создавший базу для определения высокоточных собственных движений более чем для миллиона звёзд. Немалый вклад в звёздную астрономию дают наблюдения космической обсерватории имени Хаббла, которые впервые разложили на звёзды ядра плотных шаровых скоплений и далеких галактик.

Звёздная астрономия тесно связана с астрофизикой, так как наблюдательная основа ее разрабатывается на базе астрофизических измерений характеристик излучения космических объектов с использованием фотометрии и спектрального анализа. Астрофизика дает также теоретическое обоснование вскрываемых звёздной астрономией зависимостей между характеристиками космических объектов. Тесная связь между астрофизикой и звёздной астрономией будет видна и в предлагаемом учебном пособии.

Традиционно звёздная астрономия делится на три тесно связанных между собой раздела: звёздную статистику, звёздную кинематику и звёздную динамику.

*Звёздная статистика* призвана систематизировать наблюдательные данные и классифицировать объекты по различным признакам, используя методы математической статистики для определения параметров функций распределения этих признаков и выявления корреляционных связей между различными характеристиками галактических и внегалактических объектов. Одной из важных задач звёздной статистики является нахождение функций истинных характеристик по полученным из наблюдений функциям видимых характеристик. Для этого решаются так называемые уравнения звёздной статистики, которые кроме указанных функций включают в себя еще и функции искажающих процессов. Звёздная статистика имеет дело, в том числе и с калибровками индикаторов всевозможных характеристик космических объектов, в частности, абсолютных звёздных величин, светимостей, металличностей, масс и др. Звёздная статистика создает основы для построения шкалы расстояний в Галактике и, в конечном счёте, во Вселенной в целом. Совместно с астрофизикой она разрабатывает шкалу возрастов объектов. В итоге создается основа для изучения не только строения, но и эволюции звёздных систем. Статистическую взаимосвязь некоторых характеристик объектов зачастую удастся представить лишь в виде диаграмм, даже не имеющих на начальном этапе адекватного теоретического обоснования. Однако именно такие диаграммы помогают не только классифицировать объекты, но и



понять их физическую природу и эволюционный статус (см., например, диаграмму Герцшпрунга – Рассела).

*Звёздная кинематика* изучает пространственные движения звёзд внутри звёздных систем. Здесь также рассматриваются не движения отдельных звёзд по индивидуальным орбитам, а закономерности коллективных движений больших масс звёзд как целого. Для получения возможности описания прерывистого поля скоростей, формируемого отдельными звездами, как среды непрерывной, сплошным образом заполняющей некоторый объём пространства, вводится понятие центроида. *Центроидом* группы звёзд, заполняющих некий элементарный макроскопический объём пространства, называется точка, расположенная в центре масс этой группы и движущаяся относительно Солнца со скоростью, равной средней скорости этой группы. Из такого определения видно, что параметры центроида можно определить в любой точке пространства, в итоге получаем непрерывную функцию поля скоростей, плавно меняющуюся, например, с увеличением галактоцентрического расстояния.

*Звёздная динамика* изучает распределения масс в звёздных системах, законы массовых движений звёзд под действием их взаимного притяжения и, в конечном счёте, эволюцию звёздных систем вследствие движений звёзд. Гравитационное поле, управляющее движением звёзд в звёздных системах, создается совокупностью самих звёзд, поэтому его можно рассматривать как сумму регулярного поля, создаваемого системой в целом, и иррегулярного, создаваемого силами, возникающими при сближениях звёзд. Иррегулярные силы носят случайный характер. Чем больше тел в звёздной системе, тем большую роль в её динамике играют регулярные силы и тем меньше роль иррегулярных сил.

Главенствующая роль регулярных сил подразумевает, что звёздные системы *стационарны*, хотя это далеко не так, поскольку в результате непрерывно происходящих релаксационных процессов внутри систем некоторые звёзды с неизбежностью приобретают высокие скорости и покидают

систему, тогда как другие, уменьшая свою кинетическую энергию, больше скучиваются к центру. В итоге происходит перераспределение масс, что в свою очередь приводит к изменению движений звёзд. К нестационарности приводит также и то, что все звёздные системы (скопления, ассоциации, галактики) не являются полностью изолированными и взаимодействуют друг с другом. В частности, многочисленные работы последних лет свидетельствуют, что даже наша Галактика постоянно увеличивает свою массу за счёт аккреции межзвёздного газа, отдельных звёзд и шаровых скоплений из разрушаемых ее приливными силами карликовых галактик-спутников. Однако все эти изменения происходят довольно медленно, и мы имеем право рассматривать систему в первом приближении как находящуюся в *квазистационарном* состоянии. Решение стационарных задач является закономерным этапом для перехода к решению нестационарных задач, поэтому для выполнения *основной задачи звёздной динамики* - установлению законов эволюции звёздных систем – необходимо построение теоретических моделей звёздных систем для разных стадий их эволюции. В теоретической модели должны быть полностью согласованы взаимно влияющие друг на друга пространственное распределение звёзд и их движения.

# Лекция 1. Координаты в звёздной астрономии

## §1.1 Системы координат

Изучение астрономических объектов естественно начинать с фиксации положений этих объектов в какой-либо системе координат. Главной системой координат, используемой в звёздной астрономии, является *галактическая система координат*. Экваториальная система координат, которую обычно астрономы используют для определения положений и движений небесных объектов, никак не связана с положениями и движением этих объектов в Галактике. То же можно сказать и об эклиптической системе координат. Галактическая система координат непосредственно связана с существованием в нашей Галактике сильной концентрации многих объектов к плоскости Млечного пути. Для этой системы координат основной плоскостью является плоскость симметрии нашей Галактики. Отметим, что Солнце не лежит в плоскости Галактики, его положение смещено приблизительно на 10 парсек в сторону северного галактического полюса. Северный полюс Галактики находится в созвездии Волосы Вероники и для него в настоящее время приняты следующие координаты  $A_G = 192^\circ.85948$ ,  $D_G = +27^\circ.12825$  на равноденствие 2000.0 (до недавнего времени принимали  $A_G = 12^{\text{h}}49^{\text{m}} = 192^\circ.25$ ,  $D_G = +27^\circ.4$  на равноденствие 1950.0). Южный полюс Галактики находится в созвездии Скульптора. Галактическая долгота  $l$  отсчитывается от направления на центр Галактики против часовой стрелки, если смотреть с ее северного полюса. Галактическая широта  $b$  отсчитывается от плоскости Галактики в направлении ее полюса, причем широта считается положительной по направлению к северному полюсу Галактики, и отрицательной – к южному. Галактические координаты не меняются со временем, как меняются экваториальные координаты вследствие прецессии земной оси, так как с Землей они не связаны.

Рассмотрим способ перехода от экваториальных координат к галактическим. Ранее для этого широко использовались таблицы, которые

приводились в любом руководстве по звёздной астрономии. В настоящее время используют соответствующие программы. На рис.1-1 показана небесная сфера, на которой указаны северный полюс мира ( $Pm$ ), северный полюс Галактики ( $Pg$ ) и объект  $S$ . Для полярного треугольника легко записать формулы, связывающие экваториальные и галактические координаты:

$$\begin{aligned} \sin b &= \sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos(\alpha - A), \\ \cos b \cos l_a &= \cos \delta \sin(\alpha - A), \\ \cos b \sin l_a &= \sin \delta \cos D - \cos \delta \sin D \cos(\alpha - A). \end{aligned} \quad (1-1)$$

Указанная на рис.1-1 и в формулах (1-1) величина  $l_a$  отсчитывается от точки пересечения небесного и галактического экваторов (величина

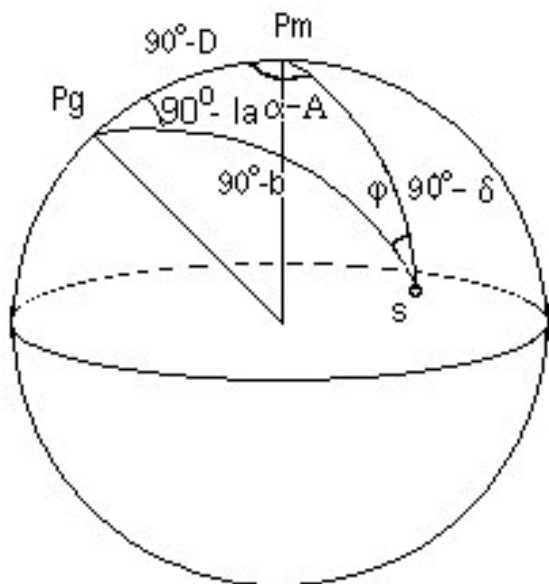


Рис.1-1

галактической долготы восходящего узла галактического экватора в настоящее время принята равной  $32^{\circ}.93192$ ), а не от направления на центр Галактики. Поэтому, чтобы получить значения галактических долгот, отсчитываемых от центра Галактики, необходимо добавить к величинам  $l_a$ , получаемым из выражений (1-1), поправку, равную галактической долготы северного полюса мира -  $122^{\circ}.93192$ .

(Отметим, что поскольку галактическая долгота изменяется в диапазоне ( $0^{\circ} - 360^{\circ}$ ), для ее правильного определения необходимы два уравнения.)

До 1970г. иногда использовалась старая (так называемая - первая) система галактических координат, где долгота как раз и отсчитывалась от точки пересечения небесного и галактического экваторов. В старой галактической системе, обозначавшейся верхним индексом I, координаты центра Галактики были равны  $l^I = 327^{\circ}.69$  и  $b^I = -1^{\circ}.40$ . В старых работах и в некоторых каталогах новые галактические координаты (вторая система) обозначались индексом II. Вторая система галактических координат изначально была

основана на радионаблюдениях нейтрального водорода, но после запуска искусственного спутника Hipparcos были уточнены координаты Северного полюса Галактики. В настоящее время последние уточнения утверждены съездом МАС.

Формулы для пересчёта собственных движений из экваториальной системы координат в галактическую легко получить дифференцированием выражений (1-1) по времени, считая экваториальные координаты функциями времени, так как собственные движения представляют собой изменения со временем угловых координат объектов. Можно поступить и по другому. Чтобы получить вектор с компонентами  $(\mu_l, \mu_b)$  из вектора  $(\mu_\alpha, \mu_\delta)$ , необходимо осуществить поворот системы координат, связанной с объектом  $S$  на угол  $\varphi$ , составляемый на небесной сфере большими кругами, проходящими через объект и полюс мира, объект и полюс Галактики (см. рис.1-1). В этом случае:

$$\begin{aligned}\mu_l &= \mu_\alpha \cos \varphi + \mu_\delta \sin \varphi, \\ \mu_b &= -\mu_\alpha \sin \varphi + \mu_\delta \cos \varphi.\end{aligned}\tag{1-2}$$

Выражения для тригонометрических функций угла  $\varphi$  легко получить, рассматривая полярный треугольник на рис. 1-1 (приводятся окончательные выражения):

$$\begin{aligned}\sin \varphi &= \frac{\cos D \sin(\alpha - A)}{\cos b} \\ \cos \varphi &= \frac{\sin D - \sin b \sin \delta}{\cos b \cos \delta}.\end{aligned}\tag{1-3}$$

Еще одной системой координат, часто используемой при анализе структуры, кинематики и динамики Галактики, является цилиндрическая *галактоцентрическая система координат*  $(R, \theta, z)$ . Здесь  $R$  есть расстояние объекта от оси вращения Галактики,  $z$  - расстояние объекта от плоскости Галактики,  $\theta$  - угол между направлениями на объект и на Солнце из центра Галактики. Система координат задается галактической плоскостью и перпендикулярной к этой плоскости осью, пересекающей плоскость в центре Галактики и совпадающей с ее осью вращения. Для перехода от галактической

системы координат  $(r, l, b)$ , где  $r$  – расстояние объекта от Солнца, к системе  $(R, \theta, z)$  следует использовать формулы:

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos l \cos b}, \\ z &= r \sin b, \end{aligned} \quad (1 - 4)$$

где  $R_0$  есть расстояние Солнца от центра Галактики, а угол  $\theta$  между линией Солнце–центр Галактики и линией объект–центр Галактики (галактоцентрический угол) легко найти, еще раз применив теорему косинусов:

$$r^2 \cos^2 b = R^2 + R_0^2 - 2RR_0 \cos \theta. \quad (1 - 5)$$

Дифференцируя формулы (1-4) - (1-5) по времени, можно получить формулы перехода от лучевых скоростей  $v_r$  и компонент собственного движения  $(\mu_l, \mu_b)$  к компонентам скорости в цилиндрической галактоцентрической системе координат  $(v_R, v_\theta, v_Z)$ , помня при этом, что  $R_0 = const$ , вычисляя компоненты тангенциальной скорости через собственные движения  $v_l = kr\mu_l \cos b$  и  $v_b = kr\mu_b$  и поворачивая систему координат на угол  $\theta$ . Величина постоянной  $k$  равна частному от деления количества километров в астрономической единице на число секунд в тропическом году  $k = 4.74064$  км/с, обычно в звёздноастромических задачах достаточно округленной величины 4.74.

## ***§1.2 Наблюдательные данные***

Наблюдательные данные, используемые в звёздной астрономии, весьма разнообразны. Это собственные движения и лучевые скорости, характеризующие движение звёзд и других объектов в пространстве, звёздные величины и показатели цвета в различных фотометрических системах, служащие для определения расстояний до объектов и их металличностей, спектральные характеристики, служащие для определения химического состава объектов. Кроме того, наряду с наблюдательными данными, получаемыми в

оптическом диапазоне, широко используются результаты наблюдений в иных диапазонах спектра. По мере обсуждения различных разделов звёздной астрономии, будут обсуждаться и источники наблюдательных данных, а также способы использования имеющейся информации.

Наблюдательные данные обычно собираются в каталоги, которые и используются в дальнейшем для решения конкретных задач. В последние десятилетия такие каталоги собираются в организованные по всему миру информационные центры, главным из которых является Centre de données stellaires (Центр звёздных данных), который находится во Франции, в Страсбурге. В нескольких странах, таких как США, Япония, Россия и др., имеются национальные (региональные) центры данных, которые осуществляют взаимный обмен данными со Страсбургским центром, и на своих серверах имеют копии всего собрания каталогов (зеркала). Все создаваемые наблюдателями каталоги могут быть получены по компьютерной сети Интернет из любого центра данных. В России локальный Центр звёздных данных входит в Институт астрономии РАН (ИНАСАН) в г. Москве. В последние годы в сети Internet можно найти так называемые базы данных по объектам определенного класса. Так, имеется база данных, где собраны параметры шаровых скоплений, переменных звёзд типа  $\delta$  Cep. Имеется также созданная швейцарскими астрономами база данных WEBDA, где собраны самые разнообразные результаты наблюдений звёзд рассеянных звёздных скоплений.

В данном параграфе будут кратко рассмотрены лишь основные классы данных, широко используемых в звёздной астрономии. Начнем с положений и собственных движений звёзд. Угловые координаты звёзд и их изменение со временем – собственные движения – астрономы измеряют очень давно. Многочисленные меридианные и фотографические измерения привели к созданию обширных сводных каталогов, содержащих точные положения и собственные движения сотен тысяч звёзд. Можно упомянуть такие известные каталоги, как SAO, PPM, AGK3 и др. Эти данные широко использовались в

звёздной астрономии для исследования движений звёзд в окрестностях Солнца и выводов о кинематических свойствах звёздных систем, таких как звёздные скопления и наша Галактика, в целом. Сводные каталоги создавались на основе так называемых фундаментальных каталогов, в которых содержатся высокоточные положения и собственные движения относительно небольшого числа ярких звёзд. Из фундаментальных каталогов можно назвать такие, как FK3, FK4, FK5. Из-за небольшого числа звёзд сами фундаментальные каталоги в звёздной астрономии практически не используются. В результате работы астрометрического ИСЗ Hipparcos, запущенного в 1989 г., было создано несколько каталогов, в том числе каталог Tycho-2, который в настоящее время является главным источником данных о положениях и собственных движениях звёзд. Он содержит данные о  $2.5 \cdot 10^6$  звёзд до  $\approx 13$ -ой видимой звёздной величины  $V$ . Очень важной характеристикой астрономических каталогов является их полнота – доля звёзд, присутствующих в каталоге по отношению ко всем звездам данной звёздной величины. Считается, что каталог Tycho-2 полон до  $\approx 11^m$ . При этом для подавляющего числа звёзд ярче 10-ой звёздной величины ошибки собственных движений не превосходят  $0''.001$  в год. Эта величина, согласно известной формуле вычисления линейной скорости из собственного движения,  $v = 4.74r\mu$ , где  $r$  – расстояние до звезды в парсеках, соответствует ошибке в скорости 4.74 км/с на расстоянии в 1000 парсек. Такая ошибка сравнима со средней точностью измерения лучевых скоростей далеких звёзд. Отметим, что средняя ошибка собственных движений каталога AGK3 составляет  $0''.007$  в год, так что появление каталога Tycho-2 влечет поистине революционные изменения в качестве собственных движений, доступных для использования в звёздноастрономических исследованиях. Весьма перспективным представляется новый каталог UCAC-2.

Перечисленные выше каталоги считаются абсолютными. Под этим понятием подразумевается, что собственные движения из этих каталогов содержат минимально возможную в настоящее время систематическую ошибку, входящую во все собственные движения и определяющую точность



системы отсчёта движений звёзд. Наряду с абсолютными каталогами в настоящее время существует большое количество каталогов, содержащих так называемые относительные собственные движения, где система отсчёта не фиксирована и содержит большую систематическую ошибку. Данные в этих каталогах обычно получались из фотографических наблюдений слабых звёзд, а в настоящее время – из наблюдений на ПЗС-приемниках. Обычно это каталоги движений звёзд в небольших областях неба. Таковы многочисленные каталоги собственных движений в областях, содержащих звёздные скопления, которые создавались с целью выделения членов скоплений. Здесь предельная звёздная величина может достигать  $V \approx 20^m$ .

В качестве источника положений огромного числа звёзд можно указать каталоги USNO-1A и USNO-2, созданные на Морской обсерватории США (United States Naval Observatory). В них содержатся полученные путем сканирования фотопластинок Паломарского атласа и его южного продолжения положения многих миллионов звёзд до  $V \approx 21^m$ . С 2003 года стал доступен каталог USNO-B1.0, содержащий 1 042 618 261 объект: звёзды и галактики.

Очень важными величинами, с помощью которых определяются расстояния до объектов, являются тригонометрические параллаксы, основным источником которых служит в настоящее время каталог Hipparcos.

Теперь перейдем к обсуждению лучевых скоростей. *Лучевая скорость* есть изменение расстояния до звезды от наблюдателя со временем. Так как при увеличении расстояния от наблюдателя приращение расстояния положительно, то лучевая скорость положительна, если объект удаляется от наблюдателя. Лучевая скорость определяется на основе эффекта Доплера, который заключается в смещении спектральных линий в спектре движущегося относительно наблюдателя источника. Длина волны смещенной линии  $\lambda'$  связана с длиной волны той же линии  $\lambda$  неподвижного относительно наблюдателя источника соотношением  $\lambda' = \lambda(1 + v_r / c)$ , где  $v_r$  есть лучевая скорость, а  $c$  – скорость света. Отсюда имеем:

$$v_r \approx cz = c \cdot \Delta\lambda / \lambda. \quad (1-6)$$

Формула (1-6) верна для малых по сравнению со скоростью света скоростей объектов. Для лучевых скоростей сравнимых со скоростью света необходимо использовать более точную формулу:

$$v_r = c \frac{(1+z)^2 - 1}{(1+z)^2 + 1}. \quad (1-7)$$

При очень больших лучевых скоростях, встречающихся только у внегалактических объектов,  $z$  может быть больше 1 - например у квазара ОН471 при  $z = 3.4$  лучевая скорость равна приблизительно 270 000 км/с, а квазар GB1508+5714, имеющий красное смещение 4.3, вообще удаляется от нас в 1.13 раза быстрее света (что объясняется космологическим расширением). Самое большое из измеренных в настоящее время красных смещений равно примерно пяти, что соответствует времени менее одного миллиарда лет от начала Большого взрыва - момента образования Вселенной.

Ранее, до начала 70-х годов XX века, лучевые скорости определялись путем измерения фотоизображений спектров звёзд, поэтому получение лучевых скоростей было очень трудоемкой процедурой, а высокая точность получалась только для самых ярких звёзд. В настоящее время лучевые скорости измеряются с помощью так называемых кросскорреляционных спектрографов, иногда до сих пор называемых машинами Гриффина по фамилии изобретателя метода. Здесь свет от звезды, разложенный в спектр, проходит через маску, являющуюся изображением спектра звезды близкого спектрального класса, и собирается фотометром. Маска может перемещаться вдоль спектра, и при определенном положении маски ее линии совпадают с линиями в спектре измеряемой звезды, что приводит к появлению минимума на зависимости сигнала фотометра от положения маски. Такой метод измерения в состоянии дать точность одного определения лучевой скорости одиночной звезды выше 100 м/с, что близко к физическому пределу точности измерения лучевых скоростей звёзд, определяемому движениями в атмосферах звёзд (например – грануляцией в атмосферах звёзд типа Солнца). Из современных наиболее

объемными каталогами лучевых скоростей звёзд являются каталоги Нидевера и др. (2002), Барбье-Бросса и Файгона (2000), Барбери и Граттона (2002) и Нордстрём и др. (2004). Не утратил популярности и вышедший в начале 50-х годов XX века Общий каталог лучевых скоростей – GCRV.

В центрах звёздных данных имеются большие собрания фотометрических и спектральных каталогов, которые позволяют определять многие важные характеристики звёзд и звёздных систем. В последнее время особенно важными стали фотометрические определения в инфракрасной области спектра. В частности, на двух 1.5-метровых телескопах, установленных в Северном и Южном полушариях, был выполнен обзор всего неба в трех спектральных интервалах инфракрасной области. Наблюдения привели к выходу так называемого обзора 2MASS, который содержит как ИК-изображения неба, так и каталог точечных источников, в основном звёзд. Как мы рассмотрим позднее, наблюдениям в ИК-области значительно меньше мешает межзвёздное поглощение света, так что обширные данные в ИК-диапазоне расширили видимую часть нашей Галактики. Еще далее в ИК-область продвинуты наблюдения со спутника Spitzer, которые привели к созданию обзора GLIMPSE. Этот обзор включает каталог точечных источников, содержащий данные о 30 млн. звёзд в области 220 квадратных градусов вокруг центра Галактики. Новые ИК-данные привели к открытию множества областей звездообразования, к открытию около трехсот новых звёздных скоплений.

## Лекция 2. Фотометрические характеристики звёзд

### §2.1 Видимые и абсолютные звёздные величины

Фотометрия космических объектов является частью астрофизики. Однако фотометрия, особенно звёздная, играет огромную роль в звёздной астрономии, поэтому необходимо ознакомиться с основными понятиями фотометрии.

Видимая звёздная величина  $m$  является мерой освещенности  $E$ , создаваемой источником на перпендикулярной к его лучам поверхности в месте наблюдения с учетом поглощения света атмосферой Земли. Связь между звёздной величиной  $m$  и освещенностью  $E$  есть отражение установленного экспериментально психофизиологического закона Вебера-Фехнера и выражается формулой:

$$m = a + b \cdot \lg E, \quad (2 - 1)$$

в которой коэффициент  $b = -2.5$  введен в середине XIX в. английским астрономом Н. Погсоном, подметившим, что в среднем у наблюдателей интервалу в 5 звёздных величин соответствует отношение световых потоков или освещенностей около 100. Погсон принял это отношение в точности равным 100, при этом

$$\frac{E_m}{E_{m+1}} = \sqrt[5]{100} = 2.512.... \quad (2 - 2)$$

В итоге ослабление блеска на одну звёздную величину соответствует ослаблению освещенности от объекта лишь немногим более чем в 2.5 раза. Величина  $a$  представляет собой нуль-пункт шкалы звёздных величин, связанный с выбором фотометрического стандарта. В качестве стандарта обычно выбирается та или иная группа звёзд с точно измеренным блеском. По отношению к звезде стандарта можно определить блеск любой звезды по формуле:

$$m - m_0 = -2.5(\lg E - \lg E_0) = -2.5 \lg \frac{E}{E_0}, \quad (2 - 3)$$

где нулевым индексом обозначена соответствующая величина для звезды-стандарта.

Для звезды с известной видимой звёздной величиной и известным расстоянием от Солнца можно вычислить абсолютную звёздную величину, которая является мерой ее *светимости* – количества энергии, излучаемой звёздой во всех направлениях. *Абсолютная звёздная величина* определяется как видимая величина звезды, перенесенной на стандартное, общее для всех звёзд расстояние. Зная видимую звёздную величину  $V$  (с этого момента мы для определенности будем обозначать звёздные величины так, как это принято в фотометрической системе  $UBV$ ) и расстояние до объекта, можно легко определить абсолютную величину  $M_V$ , помня, что изменению расстояния до объекта в отношении  $r/r_0$  соответствует изменение освещенности в отношении  $(r/r_0)^2$ . Следовательно,

$$\frac{E}{E_0} = \frac{r_0^2}{r^2}, \quad (2 - 4)$$

и логарифмирование этого выражения показывает, что абсолютная величина  $M_V$  определяется по формуле:

$$V - M_V = -2.5 \lg \frac{E}{E_0} = 5 \lg r - 5 \lg r_0. \quad (2 - 5)$$

Расстояние  $r_0$  удобно принять равным 10 парсекам. Таким образом, если расстояние до звезды выражено в парсеках, то имеем:

$$M_V = V + 5 - 5 \lg r. \quad (2 - 6)$$

Последнее выражение справедливо только в том случае, если между наблюдателем и звёздой нет рассеивающей (поглощающей) свет материи. Если такая материя имеется, то часть разницы  $(V - M_V)$  следует отнести за счёт рассеяния или поглощения света этой материей. При этом поглощение света влияет только на видимую звёздную величину  $V$ , не меняя  $M_V$ , так как

абсолютная звёздная величина является характеристикой самой звезды. Поглощение света уменьшает блеск звезды, поэтому увеличивает значение видимой звёздной величины, и в выражение (2-6) следует ввести член, учитывающий поглощение света  $A_V$ , которое является, в общем случае, функцией расстояния от наблюдателя и направления на звезду:

$$V_0 - M_V = 5 \lg r - 5 + A_V(r, l, b). \quad (2 - 7)$$

Величина  $V - M_V$  носит название *модуль расстояния*, при этом, если мы не учитываем поглощение света, то модуль расстояния называется *видимым*, а если поглощение света учтено, то *истинным*, обозначаемым  $(V_0 - M_V)$ . Естественно, мы должны всегда стремиться получить из наблюдательных данных истинный модуль расстояния, так как только эта величина дает возможность оценить истинное расстояние до космического объекта. Определение абсолютных звёздных величин (а, значит, и светимостей) звёзд и модулей расстояния (а, значит, и самих расстояний) является важнейшей задачей звёздной астрономии.

Отметим, что мы ставим в обозначении абсолютной звёздной величины индекс  $V$  для того, чтобы подчеркнуть, что  $M_V$  есть мера энергии, излучаемой звездой в определенном спектральном интервале, а не во всех областях спектра.

В заключение приведем очевидную связь между абсолютной звёздной величиной  $M_V$  и светимостью  $L$  звезды, аналогичную связи видимой звёздной величины и освещенности:

$$M_V - M_{VS} = -2.5 \lg \left( \frac{L_V}{L_{VS}} \right), \quad (2 - 8)$$

где индексом  $s$  отмечены величины для Солнца. При этом  $M_{VS} = +4^m.83$ .

## **§2.2. Фотометрические системы**

В настоящее время не существует приемников излучения, способных регистрировать излучение во всех возможных длинах волн. В зависимости от

участков длин волн, охватываемых кривой спектральной чувствительности приемника излучения, различают разные фотометрические системы звёздных величин. Наиболее распространенной является трехполосная фотометрическая система  $UBV$ , разработанная в начале 50-х годов прошлого века Джонсоном и Морганом. В дальнейшем она была дополнена набором полос в инфракрасной области спектра, получивших обозначения  $R, I, J, K, L, M, N, Q$ , после чего система стала охватывать область спектра от 300 до 20000 нанометров. В связи с трудностью реализации инфракрасных наблюдений и неплохой информативностью первоначальной системы  $UBV$  подавляющая часть наблюдений осуществлялась именно в этих полосах. Средние длины волн кривых реакции  $\lambda_0$  и полуширины этих кривых  $\Delta\lambda$  (в нанометрах) для системы  $UBV$  приведены в таблице 2-1.

Таблица 2-1

	$U$	$B$	$V$
$\lambda_0$ (нм)	360	440	550
$\Delta\lambda$ (нм)	40	100	80

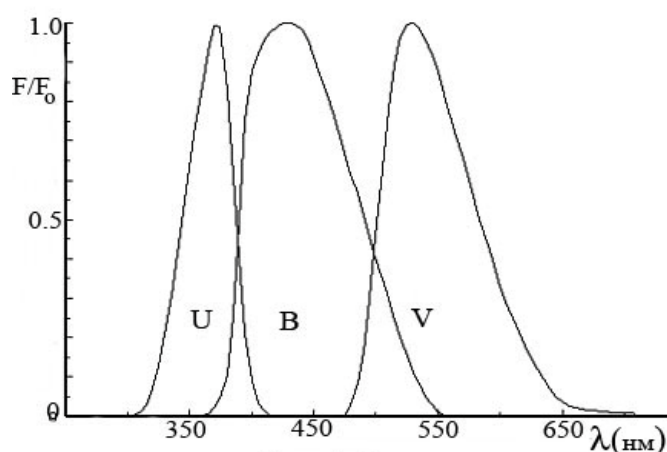


Рис.2-1

На рис. 2-1 приведены кривые реакции полос системы  $UBV$ . Эти кривые показывают долю света, которую должна фиксировать система из телескопа и светоприемника, чтобы получить, после соответствующей обработки, звёздную величину в данной

полосе. Видимые звёздные величины в этой системе принято обозначать теми же буквами, что и спектральные полосы:  $U, B, V$ . Отметим, что полоса  $U$  попадает на область так называемого балмеровского скачка в спектре звёзд, а полоса  $V$  включает желто-зеленую спектральную линию водорода  $H_{\beta}$ . Кривые

реакции этой системы широки, так что даже на относительно небольших телескопах можно измерять блеск достаточно слабых звёзд. Иногда это свойство называют проникающей способностью системы. Системы с более узкими полосами (кривыми реакции) более информативны, так как обычно включают вполне определенные детали спектра звёзд, позволяющие определять многие параметры звёзд, однако имеют более низкую проникающую способность.

Многополосные фотометрические системы позволяют ввести так называемые показатели цвета, являющиеся разностями звёздных величин в соответствующих полосах фотометрической системы. “Трёхцветная” система  $UBV$  даёт два показателя цвета:  $U-B$  и  $B-V$ . В каталогах обычно приводятся результаты наблюдений в виде одной звёздной величины и двух показателей цвета, чаще всего это  $V$ ,  $B-V$  и  $U-B$ . Нуль-пункты звёздных величин в системе  $UBV$  подобраны так, что показатели цвета приблизительно равны нулю для звёзд спектрального класса  $A_0$  главной последовательности, не испытывающих межзвёздного покраснения. Для удобства и в дальнейшем там, где не оговорено иное, видимую звёздную величину мы будем обозначать как  $V$ . В этой системе показатель цвета  $B-V$  отражает степень спадания интенсивности излучения в длинноволновой области спектра и поэтому с его помощью находят эффективную температуру объекта. Показатель цвета  $U-B$  оказывается чувствителен к степени блокирования линиями поглощения металлов в ультрафиолетовой области спектра и поэтому калибруется к металличности (т.е. к полному содержанию тяжёлых элементов) в атмосферах звёзд.

Еще одной широко распространенной фотометрической системой является среднеполосная система Стремгрена ( $uvby$ ). Средние длины волн и полуширины кривых реакции для этой системы приведены в таблице 2-2. Кривые реакции этой системы приведены в монографии В. Страйжиса «Многоцветная фотометрия звёзд».



Таблица 2-2

	u	v	b	y
$\lambda_0$ (нм)	350	411	467	547
$\Delta\lambda$ (нм)	30	19	18	23

Сравнение с таблицей 2-1 показывает, что кривые реакции системы Стремгрена уже, чем системы  $UBV$ , так что ее проникающая способность несколько ниже. Но из-за узости кривых реакции и большего числа полос информативность этой системы выше, чем системы  $UBV$ . Публикуют измерения в этой системе в несколько иной форме чем системы  $UBV$ , в каталогах приводятся следующие величины:

$$v,$$

$$b - y,$$

$$c_I = (u - v) - (v - b),$$

$$m_I = (v - b) - (b - y).$$

Эта система уже позволяет делать трёхмерную классификацию F-G-звёзд. В частности, показатель цвета  $b-y$  (аналог  $B-V$  системы  $UBV$ ) является температурным индексом, индекс  $m_I$  (аналог  $\delta(U-B)$  системы  $UBV$ ) служит для определения металличности, тогда как индекс  $c_I$  отражает величину Бальмеровского скачка и калибруется к ускорению силы тяжести на поверхности звезды (то есть определяет ее светимость). Позднее к этой системе добавили еще индекс  $\beta$ . Эта величина является разностью блеска звезды, полученного в двух узких полосах спектра разной ширины, центрированных на водородную линию  $H_\beta$ , и дает меру интенсивности этой линии в спектре звезды. Так как центры узких полос реакции здесь совпадают, индекс  $\beta$  (также являющийся температурным индексом звезды, как и  $b-y$ ) практически не зависит от межзвёздного покраснения. Это позволяет исправлять все показатели цвета за межзвёздное покраснение. Еще одна причина важности индекса  $\beta$  следующая – для звёзд спектральных классов  $O$  и  $B$  его величина

хорошо коррелирует со светимостью, являясь мерой абсолютной звёздной величины для этих важных для звёздной астрономии объектов.

Из множества разработанных к настоящему времени фотометрических систем следует отметить восьмицветную Вильнюсскую фотометрическую систему, полосы реакции которой подобраны так, чтобы для звёзд практически всех спектральных классов дать возможность проводить трёхмерную спектральную классификацию. Имеются специализированные фотометрические системы, которые разработаны для исследования определенных классов звёзд. Среди таких систем отметим систему DDO, разработанную канадскими астрономами для определения абсолютных звёздных величин, величин поглощения света и оценки металличности для красных гигантов.

Как и для других типов наблюдательных данных, видимые звёздные величины и показатели цвета звёзд, полученные в разных фотометрических системах, сводятся в каталоги, многие из которых можно найти в центрах астрономических данных.

### ***§2.3 Боллометрические звёздные величины***

Из наблюдений на поверхности Земли можно получить звёздную величину только в определенном интервале длин волн. Регистрация излучения во всем спектре, которая бы дала величину полной энергии, излучаемой звёздой в пространство, на Земле невозможна из-за поглощения света атмосферой, которое сложным образом зависит от длины волны. Для того, чтобы характеризовать полное излучение звезды, введены так называемые *боллометрические звёздные величины*. Переход от абсолютных звёздных величин к боллометрическим осуществляется прибавлением к значениям абсолютных звёздных величин так называемых боллометрических поправок. Чем более широкий интервал спектра, в котором производятся наблюдения, тем

больше энергии мы регистрируем, поэтому *боллометрические поправки* практически для всех звёзд отрицательны.

Покажем, как можно определить боллометрические поправки из наблюдений. Полное количество световой энергии звезды, регистрируемой вне атмосферы Земли, есть:

$$I_b = \int_0^{\infty} l_{\nu} d\nu, \quad (2-9)$$

где  $l_{\nu}$  есть распределение энергии в спектре звезды как функция частоты излучения. Боллометрическую поправку определим как разность боллометрической абсолютной звёздной величины и звёздной величины  $M_V$ , хотя можно использовать и величины в других участках спектра. При этом боллометрическую поправку можно вычислить по формуле:

$$B.C. = 2.5 \lg \frac{I_V}{I_b} + C = 2.5 \lg \frac{\int_0^{\infty} l_{\nu} S_{\nu} d\nu}{\int_0^{\infty} l_{\nu} d\nu} + C, \quad (2-10)$$

где  $S_{\nu}$  есть кривая реакции соответствующей полосы фотометрической системы (в нашем случае – полосы  $V$  системы  $UBV$ ). Постоянная  $C$  выбирается таким образом, чтобы боллометрическая поправка была равна нулю для звёзд с  $T_{eff} = 6000 - 7000 K$ , т.е. для звёзд спектральных подклассов F3 – F5. Боллометрическая поправка (B.C.) для всех других спектральных классов (или эффективных температур) имеет отрицательный знак. В доступном для наблюдения оптическом диапазоне распределение энергии в спектрах звёзд получают из спектрофотометрических измерений. Чтобы восстановить распределение энергии в недоступных для непосредственных измерений участках спектра, его приходится моделировать с помощью тех или иных предположений, простейшее из которых – замена ненаблюдаемых частей распределения участками кривой распределения энергии в спектре абсолютно черного тела с подходящим образом подобранной температурой.

На рис.2-2 приведены значения В.С. как функции показателей цвета ( $B-V$ ) для звёзд главной последовательности (V-ый класс светимости), желтых и

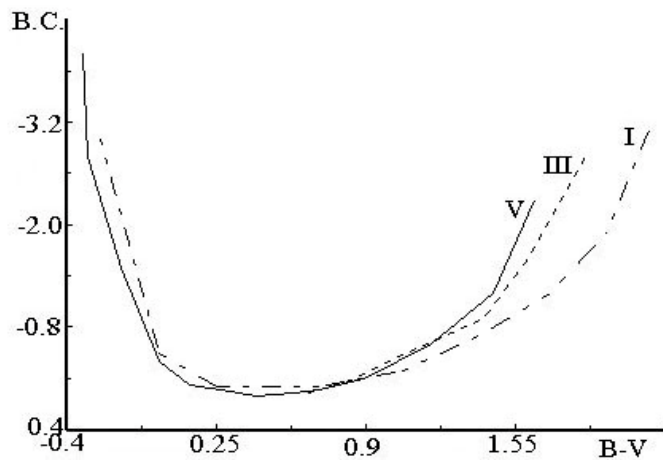


Рис.2-2

красных гигантов (III-ий класс светимости) и сверхгигантов (I-ый класс светимости). Отметим, что связь болометрических поправок с показателем цвета (также как и с эффективной температурой или спектральным классом) разная для звёзд разных классов светимости. Еще

необходимо сказать, что точность определения болометрических поправок выше для звёзд, максимум распределения энергии в спектре которых приходится на видимый участок спектра, и низка для самых голубых и самых красных звёзд.

Болометрические звёздные величины очень важны, например, для сравнения результатов теории звёздной эволюции с наблюдениями, так как обычно эволюционные треки звёзд публикуются в координатах  $\lg(L/L_{\odot}) - \lg T_{eff}$  (так называемая теоретическая система координат, где  $L$  есть болометрическая светимость звезды, а  $L_{\odot}$  — та же величина для Солнца), тогда как для сравнения с наблюдательными данными необходимо переходить к наблюдаемым величинам, например, к  $V$  и  $(B-V)$ .

## Лекция 3. Определение расстояний до звёздных объектов

### *§3.1 Геометрические методы определения расстояний до небесных тел*

Рассмотрим способы оценки расстояний до объектов, не связанные с анализом электромагнитного излучения этих объектов. Разнообразие чисто геометрических методов определения расстояний является следствием разнообразия изучаемых космических объектов. Здесь мы не будем рассматривать определение расстояний до относительно близких объектов, таких как ИСЗ или планеты, где используются методы радио и оптической локации, и остановимся на определении расстояний до звёзд, которое является основой для определения галактических и внегалактических расстояний.

Первым из таких методов рассмотрим метод *тригонометрических параллаксов*. Расстояния до звёзд неизмеримо больше их диаметров, поэтому звёзды обычно рассматриваются как точечные объекты. При этом на протяжении десятков и сотен лет их движение относительно Солнца с большой степенью точности можно рассматривать как равномерное и прямолинейное. Если перенести систему координат в центр Земли, то в наблюдаемое движение звезды войдут движение Земли относительно Солнца и собственное движение звезды. В первом приближении движение Земли вокруг Солнца рассматривается как движение по кругу радиусом 1 а.е. с периодом  $T = 1$  год. Таким образом, мы наблюдаем два движения – равномерное прямолинейное движение за счёт собственного движения и движение по кругу в плоскости, параллельной плоскости эклиптики.

Проецируя движение звезды на плоскость, касательную к небесной сфере в точке, являющейся проекцией положения звезды (см. рис. 3-1), получим движение по эллипсу, большая ось которого равна,  $a''$  а малая -  $b'' = a'' \sin \beta_0$

(здесь  $\beta_0$  - эклиптическая широта звезды) и прямолинейное движение центра эллипса. Вследствие этого в эклиптической системе координат рассматриваемое движение представляется выражениями:

$$\begin{aligned} \lambda - \lambda_0 &= \mu_\lambda t + \frac{a}{r} \sin \frac{2\pi}{T} t, \\ \beta - \beta_0 &= \mu_\beta t + \frac{a}{r} \sin \beta_0 \cos \frac{2\pi}{T} t. \end{aligned} \quad (3-1)$$

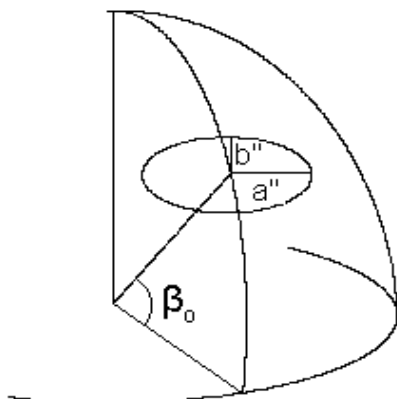


Рис.3-1

Здесь  $r$  - расстояние до звезды,  $\frac{2\pi}{T}$  - угловая скорость движения Земли по орбите вокруг Солнца,  $\mu$  - соответствующая компонента собственного движения, выраженного в радианах,  $\lambda_0$  и  $\beta_0$  - эклиптические координаты центра эллипса.

Выражение  $\frac{a}{r}$  есть синус угла, под которым

со звезды виден радиус земной орбиты. Этот угол, выраженный в секундах дуги, называется *годовым параллаксом* звезды, т.е.  $\pi = \frac{a}{r}$ . Часто сейчас

вместо термина «годовой параллакс» используют словосочетание *тригонометрический параллакс*, чтобы резче подчеркнуть отличие тригонометрического метода определения расстояний от фотометрических и спектральных. Если расстояние выражено в *астрономических единицах*, то

имеем  $r = \frac{206265}{\pi}$ , если же за единицу расстояния взять 206265 а.е., то имеем

$r = \frac{1}{\pi}$ , такая единица измерения расстояния называется *парсек*. Это расстояние,

с которого радиус земной орбиты виден под углом в одну угловую секунду. Умножив число секунд в радиане на величину астрономической единицы в километрах, получим, что 1 парсек равен приблизительно  $3.1 \cdot 10^{13}$  км.

Выражения (3-1) можно использовать для определения тригонометрических параллаксов звёзд. На практике определяют большое

число положений звёзд в течение достаточно большого промежутка времени (порядка года и больше), например фотографическим методом, и используют первое из выражений (3-1), чаще всего переписанное для экваториальных координат, получая значение тригонометрического параллакса методом наименьших квадратов. При этом обычно используются относительные определения, когда определяются смещения координат измеряемых звёзд относительно группы слабых звёзд, для которых тригонометрические параллаксы можно считать близкими к нулю. В таблице 3-1 приведены наземные определения тригонометрических параллаксов нескольких ярких звёзд. Из таблицы видно, что даже самые близкие к Солнцу звёзды имеют тригонометрические параллаксы менее одной угловой секунды. Обратим внимание, что среди самых визуально ярких звёзд некоторые оказываются весьма далекими от нас.

Таблица 3-1

Звезда	$\pi''$	Звезда	$\pi''$
$\alpha$ CMa (Сириус)	0.375	$\alpha$ CMi (Процион)	0.288
$\alpha$ Boo (Арктур)	0.090	$\alpha$ Ori (Бетельгейзе)	0.005
$\alpha$ Lyr (Вега)	0.123	Proxima Cen	0.762
$\alpha$ Aur (Капелла)	0.073	$\alpha$ Cen A	0.754
$\beta$ Ori (Ригель)	0.001	Звезда Барнарда	0.552

До последнего времени путем наземных наблюдений были измерены тригонометрические параллаксы нескольких тысяч звёзд, однако величины тригонометрических параллаксов настолько малы, что удовлетворительную точность измерения расстояний удавалось получить только для самых близких к Солнцу звёзд с расстояниями не более 10 – 20 парсек (сокращенно - пк). Даже для рассеянного скопления Гиады, находящегося на расстоянии от Солнца около 45 пк и, как мы увидим, долго являвшегося основой шкалы звёздных расстояний, достаточно точные определения расстояния с помощью тригонометрических параллаксов так и не было получено. Однако ситуация

резко изменилась со времени публикации результатов наблюдений с астрометрического спутника Hipparcos. В настоящее время каталог Hipparcos содержит определения высокоточных тригонометрических параллаксов более, чем для ста тысяч звёзд. Точность параллаксов в этом каталоге такова, что средняя ошибка определения абсолютной звёздной величины звёзд с расстоянием от Солнца 1000 пк равна  $0.^m7$ . Сейчас с помощью тригонометрических параллаксов из этого каталога определены расстояния почти до пятидесяти рассеянных звёздных скоплений. Он является основным источником данных для определения абсолютных звёздных величин разных типов звёзд.

Следующим важнейшим геометрическим методом определения расстояний является метод *движущегося скопления*. Среди близких к Солнцу рассеянных скоплений и звёздных групп имеется несколько так называемых движущихся, т.е. имеющих заметное общее для звёзд группировки собственное движение, что говорит о не очень большом расстоянии группировки от Солнца. Направления собственных движений звёзд, принадлежащих таким группам, пересекаются в точке *радианта*. Этот эффект является следствием известного из теории перспективы схождения параллельных линий, который очень четко показывают метеоры, принадлежащие одному потоку. В нашем случае радиант есть точка пересечения больших кругов, проведенных через звёзды в направлении их собственных движений. Этот эффект поясняется рисунком 3-2.

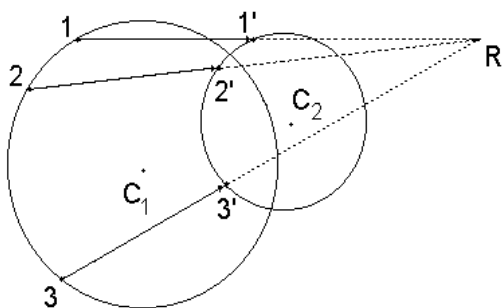


Рис.3-2.

На рисунке большой окружностью схематически показано звёздное скопление в проекции на небесную сферу в некоторый момент в прошлом, а меньшей окружностью - то же скопление, удалившееся от нас за некоторое время, что привело к уменьшению его угловых размеров и смещению его центра

за счёт собственного движения скопления в целом. Ясно, что мы выбрали пример, когда лучевая скорость скопления положительна. Точками 1, 2, 3



изображены три звезды и смещение этих звёзд в точки 1', 2', 3' за счёт собственного движения. Буквой  $R$  обозначено положение радианта.

Если известны координаты радианта и лучевая скорость хотя бы нескольких звёзд скопления, можно надежно определить индивидуальные параллаксы звёзд – членов движущегося скопления. Зная прямое восхождение  $A$  и склонение  $D$  радианта, легко определить угловое расстояние  $\lambda_i$  каждой звезды – члена скопления от радианта (на рис.3-2 это отрезки 1'- R, 2'- R, 3' - R) по формуле:

$$\cos \lambda_i = \sin \delta_i \sin D + \cos \delta_i \cos D \cos(\alpha_i - A). \quad (3 - 2)$$

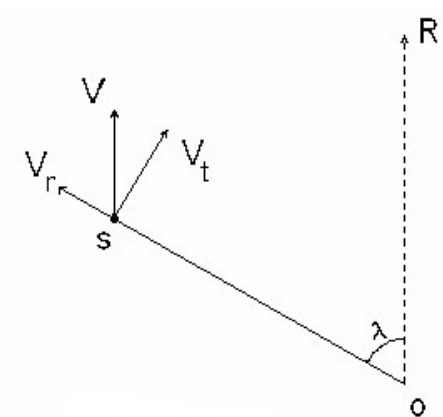


Рис.3-3

Из рис.3-3, на котором в точке  $O$  находится наблюдатель,  $R$  обозначает направление на радиант, а в точке  $S$  находится наблюдаемая звезда, видно, что  $V_r = V \cos \lambda$ , где  $V$  есть пространственная скорость скопления. Измерив лучевую скорость  $V_r$  для нескольких звёзд скопления, можно получить оценку средней пространственной скорости скопления  $\bar{V}$ .

Тангенциальная скорость звезды есть:

$$V_{t_i} = 4.74 \frac{\mu_i}{\pi_i} = V_{r_i} \operatorname{tg} \lambda_i, \quad (3-3)$$

откуда  $\pi_i = 4.74 \mu_i / V_{r_i} \operatorname{tg} \lambda_i$ . При этом, естественно, ошибки лучевых скоростей и собственных движений определяют ошибки индивидуальных параллаксов. Даже при определении этих величин с очень высокой точностью в роли ошибок будут выступать внутренние движения звёзд в скоплении. Если вместо лучевой скорости звезды использовать среднюю пространственную скорость скопления  $\bar{V}$ , используя, как указано выше, формулу  $V_r = \bar{V} \cos \lambda$ , то параллакс каждого члена скопления выразится формулой:

$$\pi_i = \frac{4.74 \mu_i}{\bar{V} \sin \lambda_i}. \quad (3 - 4)$$

Метод движущегося скопления хорошо послужил звёздной астрономии, так как этим методом определялось расстояние до движущегося скопления Гиады. Впервые этот метод для определения расстояния до скопления Гиады применил в 1908 Босс, используя собственные движения 41 звезды - вероятных члена скопления. Нам очень повезло, что у такого близкого рассеянного скопления достаточно большая средняя лучевая скорость, 39 км/с, так что эффект перспективы (точнее – вклад этого эффекта в собственные движения звёзд скопления) оказывается вполне достаточным для определения модуля расстояния до Гиад с точностью около  $\pm 0^m.1$ . Другие движущиеся группы звёзд либо слишком малочисленны, либо имеют небольшие лучевые скорости, так что ошибки измерения лучевых скоростей звёзд сравнимы со средней лучевой скоростью движущейся группы. Из более далеких, чем Гиады, скоплений методом движущегося скопления удалось оценить модуль расстояния только для скопления Ясли, расстояние до которого около 165 пк. Но здесь ошибка оценки модуля расстояния уже достигает  $0^m.3$ .

Определение точки радианта движущегося скопления затруднительно, так как вследствие ошибок наблюдений и внутренних движений звёзд в скоплении большие круги, построенные по векторам собственных движений для определения радианта, не пересекаются в одной точке. Точки пересечения этих кругов разбросаны по некоторой площади, и получить оценку положения точки радианта достаточно сложно. Поэтому были предложены несколько вариантов метода определения расстояний до движущихся групп звёзд без использования положения радианта, среди которых можно упомянуть методы Герцшпрунга и Апгрена.

В качестве геометрического метода отметим еще *метод диаметров*, применяемый в основном для оценки расстояний до звёздных группировок и некоторых туманностей. Если с помощью некоторой классификационной схемы можно выделить группы однородных объектов (близкие по морфологическим признакам галактики, звёздные скопления с близкими количествами членов и степени их концентрации к центру скопления) и если

другими методами определены расстояния до ближайших к Солнцу представителей этой однородной группы, то можно использовать предположение, что линейные диаметры объектов группы практически одинаковы. В этом случае, определяя угловой диаметр объекта и зная его линейный диаметр (приписывая объекту общий для группы средний линейный диаметр) легко определить расстояние:

$$r = d \cdot \operatorname{ctg} \alpha, \quad (3 - 5)$$

где  $d$  есть линейный радиус объекта, а  $\alpha$  - угловой радиус. Метод диаметров использовался для оценки расстояний до звёздных скоплений и галактик в то время, когда не был накоплен наблюдательный материал и изобретены более точные методы определения расстояний до этих объектов.

### **§3.2 Средние (вековые) параллаксы**

В описываемом методе для определения средних параллаксов звёзд используется движение Солнца относительно этих звёзд. Измеряя видимые смещения звёзд, вызванные этим движением, можно определить расстояние до последних, так как угловые смещения звёзд пропорциональны их расстояниям от Солнца.

Недостатком метода является то, что кроме движения, являющегося отражением движения Солнца, звёзды имеют свои, так называемые пекулярные (или остаточные) движения, которые необходимо отделять от параллактического движения. При этом приходится вводить предположение, что пекулярные движения являются хаотическими, что, как мы увидим в последующих лекциях, не всегда выполняется.

Пусть звезда  $G$  находится на расстоянии  $r = \pi^{-1}$  от Солнца (см. рис.3-4), двигающегося со скоростью  $\vec{V}_0$  в направлении своего *апекса*  $A$ . Пусть  $\vec{V}$  обозначает пространственную скорость звезды относительно Солнца. Мы можем записать:

$$\vec{V} = \vec{V}_S + \vec{V}_0, \quad (3-6)$$

где  $V_S$  есть скорость пекулярного движения звезды относительно той группы

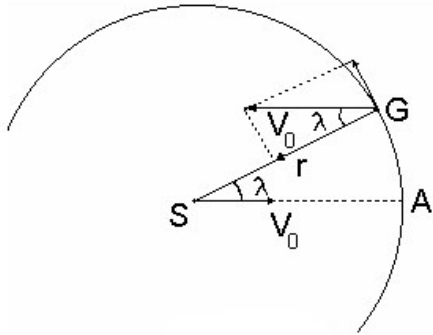


Рис.3-4

звёзд, по отношению к которой определена скорость Солнца. Разложим каждый из трех векторов выражения (3-6) на три составляющие, первая из которых направлена по прямой звезда – Солнце, вторая – по касательной к окружности, проходящей через звёзду с центром в Солнце, плоскость которой проходит через вектор  $\vec{V}_0$ , а третья составляющая –

перпендикулярно двум другим (на рис.3-4 не показана). Выразим компоненты векторов через параллакс звезды, лучевую скорость  $V_r$  и компоненты собственного движения относительно точки апекса, которые обозначим как  $V, \tau, V_S, \tau_S$ . При этом компоненты векторов, входящих в выражение (3-6) будут равны:

$$\begin{aligned} \vec{V} &= (V_r, 4.74 \frac{V}{\pi}, 4.74 \frac{\tau}{\pi}), \\ \vec{V}_S &= (V_{rS}, 4.74 \frac{V_S}{\pi}, 4.74 \frac{\tau_S}{\pi}), \\ \vec{V}_0 &= (V_0 \cos \lambda, V_0 \sin \lambda, 0). \end{aligned} \quad (3-7)$$

Для вторых компонентов векторов выражение (3-6) с учетом (3-7) даст:

$$4.74 \frac{V}{\pi} = 4.74 \frac{V_S}{\pi} + V_0 \sin \lambda. \quad (3-8)$$

Усредним это выражение по всем выбранным звездам. В этом случае, согласно сделанному выше предположению о хаотичности пекулярных составляющих скоростей звёзд, среднее значение  $\bar{V}_S = 0$ . Минимизация разностей левой и правой частей (3-8) приводит к выражению для среднего параллакса группы звёзд:

$$\bar{\pi} = \frac{4.74 \overline{v \sin \lambda}}{V_0 \overline{\sin^2 \lambda}}. \quad (3 - 9)$$

Можно также, если известны лучевые скорости звёзд, использовать третьи компоненты векторов из выражений (3-7). Вновь используем допущение о хаотичности распределения пекулярных скоростей, что дает возможность, взяв вместо величин  $v_{rS}$  величины  $4.74 \frac{\tau_S}{\pi}$  и, используя очевидное выражение  $V_r = V_{rS} + V_0 \cos \lambda$ , записать:

$$\bar{\pi} = 4.74 \frac{|\bar{\tau}|}{|\bar{v}'_r|}, \quad (3 - 10)$$

где в знаменателе стоит среднее из лучевых скоростей, из которых вычтены величины  $V_0 \cos \lambda$ . Ясно, что для определения средних абсолютных звёздных величин по приведенным формулам следует выбирать однородные по свойствам звезды (например – переменные определенного типа) и делить их на подгруппы по видимой звёздной величине, что в этом случае соответствует разделению на подгруппы по расстояниям.

Указанный метод хорошо послужил астрономам в XX веке, и не устарел в настоящее время. Дело в том, что определение абсолютных звёздных величин одним методом не дает полной уверенности, что мы не заметили какой-либо систематической ошибки в наблюдательных данных или методике их использования, так что сравнение результатов, полученных разными методами повышает надежность оценок. Вместе с тем следует отметить, что применение кинематических методов определения расстояний до звёзд требует высокой однородности кинематических свойств используемых звёзд, что даже в окрестностях Солнца выполняется плохо.

### ***§3.3 Фотометрические методы определения расстояний до небесных тел***

С помощью фотометрических методов расстояния определяются не напрямую, а через определение абсолютных величин звёзд. Зная абсолютные

величины  $i$ , обязательно, величину межзвёздного поглощения света  $A_V$ , расстояние можно определить из выражения:

$$M_V - V = 5 - 5 \cdot \lg r - A_V(r). \quad (3-11)$$

Для отдельных звёзд, особенно успешно для звёзд спектральных классов O и B, используется метод спектральных параллаксов. Он основан на том факте, что характеристики спектров звёзд зависят не только от температуры их поверхности, но и от ускорения силы тяжести на поверхности. При этом обычно пренебрегают различиями в химическом составе звёзд, по крайней мере в рамках звёзд одного типа. Чтобы использовать метод спектральных параллаксов, каждому спектральному подклассу и классу светимости приписывают определенную абсолютную звёздную величину, как принято говорить - проводят калибровку. Это можно сделать, например, по звездам с известными тригонометрическими параллаксами или членам звёздных скоплений с известными модулями расстояния. Ошибка определения абсолютных звёздных величин - около  $0^m.5$  для звёзд главной последовательности (карликов) и  $0^m.7$  для сверхгигантов, что соответствует ошибкам в расстояниях до звёзд приблизительно от 15% до 40%. Для звёзд других спектральных классов разброс в абсолютных звёздных величинах больше, поэтому для них определение спектральных параллаксов не используется.

Для некоторых типов звёзд абсолютные звёздные величины можно определить непосредственно из фотометрии, используя специально подобранные показатели цвета. Так, в фотометрической системе Стремгрена  $uvby\beta$  имеется показатель  $\beta$ , который для звёзд спектральных классов O и B прямо связан с абсолютной звёздной величиной и дает возможность оценивать  $M_V$  с точностью около  $0^m.5$ . Для O и B звёзд значения  $\beta$ -индекса меняется от  $\sim 2.85$  для поздних подклассов спектрального класса B до  $\sim 2.45$  для самых ярких O-звёзд и сверхгигантов. Но у этого показателя есть важный недостаток. Дело в том, что у заметного количества OB-звёзд в спектрах наблюдаются

эмиссионные компоненты в линиях поглощения, прежде всего - в водородных линиях. Для звёзд с такой эмиссией величина  $\beta$ -индекса уменьшается, что приводит к сильному завышению оценок абсолютной звёздной величины. По тригонометрическим параллаксам Hipparcos и звездам рассеянных звёздных скоплений Локтин и Бешенов (УрГУ) в 2001 г. установили следующую зависимость между  $\beta$ -индексом и абсолютной звёздной величиной:

$$M_V = -3.55 + 11.53(\beta - 2.0)^{-1} - 6.87(\beta - 2.0)^{-2}. \quad (3 - 12)$$

Абсолютные звёздные величины красных гигантов можно вычислять из наблюдаемых показателей цвета фотометрической системы DDO и других специализированных фотометрических систем.

Наиболее надёжным фотометрическим методом является *метод совмещения фотометрических диаграмм* для рассеянных звёздных скоплений. Подробно этот метод будет рассмотрен в одной из следующих лекций.

На основе имеющихся расстояний до рассеянных звёздных скоплений и точных тригонометрических параллаксов калибруются методы определения светимостей переменных звёзд отдельных типов, для которых существует зависимость период - светимость. Самым важным типом переменных звёзд здесь являются звёзды типа  $\delta$  Cep, часто называемые *классическими цефеидами*. Эта зависимость является важнейшей для установления внегалактической шкалы расстояний, так как цефеиды имеют большую светимость и наблюдаются во многих близких галактиках. В общем виде эту зависимость, подтверждаемую как наблюдениями, так и теорией звёздных пульсаций, записывают следующим образом:

$$M_V = a + b \lg P, \quad (3 - 13)$$

где  $P$  есть период пульсаций в днях. Первый член в правой части выражения (3-13) обычно называют нуль-пунктом зависимости период - светимость, а коэффициент при логарифме – наклоном этой зависимости. Найти эти коэффициенты можно используя цефеиды – члены рассеянных звёздных скоплений и звёздных ассоциаций. В звёздных группировках этих типов в

настоящее время открыто более 20 цефеид. На практике, для повышения точности, наклон зависимости определяют по цефеидам Магеллановых облаков, которых известно несколько сот, используя тот факт, что все они находятся на практически одном расстоянии от Солнца. Нуль-пункт зависимости всегда определялся по цефеидам скоплений и ассоциаций. В последнее время проведено несколько определений коэффициентов зависимости период - светимость классических цефеид по тригонометрическим параллаксам Hipparcos. Трудно выбрать среди опубликованных в последнее время коэффициентов наиболее надежные, хотя они близки друг к другу, мы здесь приведем зависимость, полученную недавно группой французских астрономов под руководством Лануа:

$$M_V = -2.77 \lg P - 1.44. \quad (3 - 14)$$

Так как коэффициенты зависимости период - светимость немного зависят от содержания металлов в звездах, перспективным может стать использование инфракрасных абсолютных звёздных величин, и мы приведем выражение для зависимости период - светимость в полосе I системы Кузинса, полученное теми же авторами, что и выражение (3-14):

$$M_I = -3.05 \lg P - 1.81. \quad (3 - 15)$$

И в выражении (3-14), и в выражении (3-15) используются медианные абсолютные звёздные величины – полусуммы абсолютных звёздных величин в минимуме и максимуме блеска. Зависимость период - светимость позволяет определять абсолютные звёздные величины переменных этого типа со средней ошибкой около  $0^m.15$ , что не хуже, чем точность определения модулей расстояния до рассеянных звёздных скоплений. Недостатком этого типа объектов является их удаленность от Солнца. Ближайшая к нам цефеида, малоамплитудная переменная – Полярная звезда, расположена на расстоянии 250 пк от Солнца. С другой стороны, эти звёзды позволяют определять расстояния до галактик вплоть до  $\approx 30$  мегапарсек. Для сравнения галактика M31 расположена на расстоянии около 700 килопарсек от Солнца.



Очень перспективным является использование для определения расстояний зависимость период - светимость для звёзд типа Дельта Щита ( $\delta$  Sct). Эти переменные имеют меньшие светимости, чем классические цефеиды, но часто встречаются как в диске Галактики, так и в рассеянных скоплениях. Для этих переменных, точнее для подкласса переменных типа  $\delta$  Sct с амплитудами изменения блеска более  $0^m.3$ , датскими астрономами Петерсеном и др. получена зависимость:

$$M_V = -3.725 \lg P - 1.969, \quad (3 - 16)$$

которая позволяет определять величины  $M_V$  для этих звёзд с точностью около  $0^m.1$ .

Отметим также, что и долгопериодические переменные – красные гиганты также имеют свои зависимости период - светимость. Так для углеродных звёзд Бержо и др. установили зависимость:

$$M_V = -3.99 \lg P + 2.07, \quad (3 - 17)$$

а для богатых кислородом долгопериодических переменных, так называемых переменных типа Миры Кита (*o Cet*) или мирид, Альварец и др. получили зависимость:

$$M_V = -3.41 \lg P + 0.976. \quad (3 - 18)$$

Последние два выражения дают абсолютные звёздные величины переменных указанных типов с точностью около  $0^m.5$ . Соотношение период-светимость мирид установлено недавно для эллиптической галактики NGC 5128, находящейся вне местной группы галактик, где измерены изменения блеска нескольких сот таких звёзд. Так что переменные этого типа могут служить для определения расстояний до не очень далеких галактик, в которых нет цефеид, например для эллиптических галактик.

Для определения расстояний до шаровых скоплений важным является факт, что переменные типа *RR Lyr* имеют практически одинаковые абсолютные звёздные величины, лишь немного зависящие от металличности. В частности,

для звёзд типа *RRab* Дамбис и Расторгуев (ГАИШ МГУ) получили следующую зависимость:

$$M_V(RR) = 0.26[\text{Fe}/\text{H}] + 1.17. \quad (3 - 19)$$

Более точные результаты получаются при учете особенностей кривых блеска. По данным Ковача и Уолкера абсолютная звёздная величина лирид может быть получена из выражения:

$$M_V = -1.876 \cdot \lg P - 1.158 \cdot A_1 + 0.821 \cdot A_2 + 0.448, \quad (3 - 20)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  есть фурье-амплитуды фундаментальной моды и второй гармоники в звёздных величинах.

Зависимость период - светимость наблюдается также и у звёзд типа *W Vir*.

Как видим, звёздная астрономия обладает большим числом методов для определения абсолютных звёздных величин звёзд, а, значит, и расстояний до звёзд и звёздных систем, и эти методы продолжают уточняться и развиваться.

## Лекция 4. Спектральная классификация звёзд

### §4.1 Исторические сведения

Спектры звёзд астрономы начали исследовать с середины XIX-го века. В настоящее время спектральный анализ является основным источником данных о физических свойствах поверхностных слоев звёзд и их химическом составе, так как наиболее полно использует информацию об излучении звезды. Спектрограммы звёзд получают с различными целями, используя для этого спектральные приборы с дисперсией от  $1000\text{Å}/\text{мм}$  - для спектральных обзоров слабых звёзд, до долей  $\text{Å}/\text{мм}$  - для детального исследования атмосфер ярких звёзд. Спектральная классификация является первым шагом в исследовании звезды, так как позволяет определить, к какому типу относится звезда, оценить ее эффективную температуру и светимость. Для многих звёздно-астрономических исследований уже этого оказывается достаточно. Поэтому спектральная классификация по сей день сохраняет свою актуальность.

Начиная с первых исследований излучения звёзд, было установлено, что звёздные спектры чрезвычайно разнообразны. При этом быстро было понято на основе существовавших к концу XIX в. знаний, что главным параметром, управляющим видом спектра является температура поверхности звезды. Поэтому и классификация спектров является, прежде всего, температурной классификацией. Хронологически первой системой спектральной классификации является Гарвардская система, разработанная при подготовке звёздного каталога HD. Здесь первоначально были введены следующие обозначения спектральных классов (в порядке убывания эффективной температуры на поверхности звезды): *P* - *O* - *B* - *A* - *F* - *G* - *K* - *M*, где символ *P* использовался для обозначения спектров газовых туманностей. Впоследствии для холодных красных звёзд были добавлены обозначения *S*, *R* и *N*. Класс *O* был разделен на подклассы *Oa*, *Ob*, *Oc*, *Od* и подклассы эмиссионных звёзд *Oe*

и  $Oe5$ . Для других спектральных классов были введены подклассы  $B0-B9$ ,  $A0-A5$ ,  $F0$ ,  $F2$ ,  $F5$ ,  $F8$ ,  $G0$ ,  $G5$ ,  $K0$ ,  $K2$ . Для самых холодных звёзд были введены подклассы  $Ma$ ,  $Mb$ ,  $Mc$ , классифицируемые по интенсивностям полос окиси титана  $TiO$ , и подкласс  $Md$  для долгопериодических переменных типа Миры Кита (мирид). Гарвардская система является одномерной, так как единственный параметр, определяющий спектральный класс, – это температура.

В классификационной схеме обсерватории Mount Wilson были введены обозначения классов светимости  $d$  для карликов (звёзд главной последовательности диаграммы Герцшпрунга - Рессела, от английского слова dwarf - карлик),  $g$  - для гигантов (giants),  $sd$  и  $sg$  для субкарликов и субгигантов соответственно. Таким образом, спектральная классификация превратилась в двумерную - классификация проводилась как по температурному показателю (спектральный класс), так и по светимости (класс светимости). Для звёзд с резкими и узкими спектральными линиями использовалось обозначение  $s$ , такие звёзды обычно оказываются сверхгигантами. Вместо гарвардских обозначений для подклассов спектрального класса  $M$  были введены обозначения  $M0 - M6$ . Так, например, для красного гиганта класса  $K5$  мы имеем обозначение  $gK5$ , а для субкарлика класса  $G0$  имеем обозначение  $sdG0$ . Кроме того, для обозначения звёзд с резкими линиями в данном спектральном подклассе использовался добавочный индекс  $s$ , а для спектров с широкими линиями - индекс  $n$ . Звёзды с индексом  $n$  обычно являются быстро вращающимися, а наиболее быстрые ротаторы даже могут иметь обозначения  $nn$ .

Отметим, что от первых работ по применению спектрального анализа в астрономии (работ Фраунгофера), в настоящее время сохранились особые обозначения некоторых ярких спектральных линий. Так линии однократно ионизованного кальция  $CaII$  с длинами волн  $3970\text{Å}$  и  $3934\text{Å}$  носят обозначения  $H$  и  $K$ , линии нейтрального натрия (желтый дублет) с длинами волн  $5896\text{Å}$  и  $5890\text{Å}$  обозначаются соответственно  $D2$  и  $D1$  и т.д..

Наиболее современной классификационной схемой является классификация Моргана и Кирана (система МКК), которая с некоторыми дополнениями живет уже почти пять десятилетий. Рассмотрим эту схему более подробно.

#### **§4.2 Система МКК**

В системе МКК для классификации используются спектрограммы средней дисперсии (50 – 70 Å/мм) в голубой области спектра. Классификация называется двумерной, так как использует не только меру температуры поверхности звезды – *спектральный класс*, но и меру светимости – *класс светимости*. Авторами системы разработаны объективные критерии классификации, основанные на глазомерных оценках отношений интенсивности тех или иных спектральных деталей, обычно – ярких линий, ясно видимых в спектре при указанной выше дисперсии спектрограмм. Чтобы обеспечить стандартный подход к классификации авторы выпустили атлас изображений стандартных спектров для всех спектральных классов и многих классов светимости. Вид спектра зависит от используемого телескопа, спектрографа и светоприемника. Поэтому на многих обсерваториях на основе стандартных критериев разрабатывают свои системы критериев, оставаясь в рамках МКК-классификации. В этой системе введены следующие обозначения спектральных классов: *O-B-A-F-G-K(-R-N-C)-M-S*. Спектральные классы начала последовательности (*O, B*) традиционно носят название ранних, а конца (*K, M, C, S*) – поздних, хотя никакого отношения к возрасту спектральная классификация не имеет. Спектральные классы оказываются слишком крупным делением, поэтому введены спектральные подклассы, обозначаемые арабскими цифрами от 1 до 9 (хотя не во всех спектральных классах используются все подклассы).

Некоторые классы звёзд, такие как звёзды типа Вольфа-Райе, белые карлики, пульсары и др. оказываются вне классификационной схемы, и для таких звёзд разработаны системы классификации, дополняющие систему МКК. Подробное изложение вопросов спектральной классификации с указанием используемых классификационных критериев можно найти в пособии одного из авторов (А.Л.) в виртуальной библиотеке сервера Уральского госуниверситета <http://www.usu.ru>.

В системе МКК звёзды подразделяются по светимости на следующие классы:

V – звёзды главной последовательности, часто называемые карликами;

IV – субгиганты - это звёзды, имеющие несколько большие светимости, чем звёзды главной последовательности;

III – гиганты;

II – сверхгиганты;

I – яркие сверхгиганты, которые подразделяются на классы Ib, Iab и Ia по возрастанию яркости. (Впоследствии некоторые самые яркие сверхгиганты получили название гипергигантов и обозначение спектрального класса Ia<sup>+</sup> (иногда – Ia-0).);

VI – субкарлики;

VII – белые карлики.

Дадим краткое описание особенностей каждого спектрального класса.

Звёзды спектрального класса O (подклассы от O3 до O9.5) имеют наибольшую эффективную температуру поверхности среди нормальных звёзд ( $T_{\text{eff}} = 25000$  К для подкласса O9 и большую для более ранних подклассов) и в основном излучают в УФ-диапазоне. Из-за высокой температуры поверхности в рассматриваемой области спектра присутствуют линии высокоионизованных элементов (например, CIV и др.), а также интенсивные линии ионизованного и нейтрального гелия. Бальмеровский скачок (депрессия спектра, вызванная сгущением линий водорода у границы серии Бальмера вблизи  $3600 \text{ \AA}$  и связано-свободными переходами за этой границей) слабо заметен у звёзд

главной последовательности и совершенно не заметен у сверхгигантов этого спектрального класса.

Во всех подклассах спектрального класса *B* водородные линии являются самыми яркими, и их яркость увеличивается с падением температуры поверхности звезды, то есть при переходе от подкласса *B0* к более поздним. Хорошо видны линии гелия, несколько ослабевающие с падением температуры, при этом интенсивность линий нейтрального гелия *HeI* достигает максимума у подкласса *B2*. В каталогах могут встретиться обозначения спектрального класса типа *B5n*, *Bnp* или *B2(n)*. Такое обозначение введено для выделения звёзд с линиями, в разной степени расширенными быстрым вращением звёзд. Могут встретиться обозначения, содержащие символ «e», например *B2Ve*, этот символ обозначает эмиссию, в основном в водородных линиях. Большинство эмиссионных *B*-звёзд принадлежит к классам светимости V и IV. Не у всех эмиссионных звёзд эмиссия присутствует в спектре постоянно. Примером звёзды с переменной эмиссией в спектре является ярчайшая звезда рассеянного скопления Плеяды - Плейона. Звёзды, окруженные газовыми оболочками, могут иметь обозначение *B-shell*, в спектрах таких звёзд появляются в эмиссии линии, характерные для газовых туманностей. Распределение энергии в спектрах ранних *B*-звёзд характеризуется появлением ясно выраженного бальмеровского скачка, величина которого растет к поздним подклассам. Бальмеровский скачок создает ложный максимум на распределении энергии в спектре, так как реальный максимум приходится на УФ-область. Интересно отметить, что звёзды *Be* вращаются заметно быстрее, чем неэмиссионные звёзды. По данным российского астрофизика Боярчука, скорость вращения *Be*-звёзд в среднем больше на 100 км/с.

В спектрах звёзд спектрального класса *A* доминируют линии водорода серии Бальмера, линии других элементов существенно слабее, хотя и усиливаются при переходе от подкласса *A0* к подклассу *A9*. На распределении энергии ясно виден Бальмеровский скачок, его величина максимальна у звёзд именно этого спектрального класса. Глубина Бальмеровского скачка

уменьшается с ростом светимости. Среди звёзд этого спектрального класса многочисленны пекулярные звёзды, что затрудняет их классификацию, пекулярные звёзды будут рассмотрены в следующем параграфе. Выделяются немногочисленные звёзды типа  $\lambda$  Волопаса, в спектрах которых линии металлов ослаблены по сравнению с водородными линиями, но которые по кинематическим и вращательным свойствам не отличаются от нормальных А-звёзд окрестностей Солнца.

Самыми заметными линиями в спектрах звёзд спектрального класса *F* являются линии H и K ионизованного кальция CaII и линии водородной серии Бальмера. Линии *H* и *K* являются сильнейшими для всех подклассов этого класса, тогда как водородные линии ослабевают с уменьшением температуры поверхности звёзд, и у поздних подклассов этого спектрального класса они уже не выделяются среди линий тяжелых элементов. Линия *CaI* – 4226 Å, слабая у звёзд подкласса *F0*, к поздним подклассам усиливается и приближается по интенсивности к линии водорода  $H_\gamma$ . С уменьшением температуры появляется и усиливается так называемая полоса *G* (*G-band*), которая на самом деле является скоплением спектральных линий тяжелых элементов, в частности *Fe* и *Ti*.

К спектральному классу *G* относится наше Солнце (*G2V*). Наиболее яркими линиями в спектрах звёзд этого спектрального класса являются линии *H* и *K* CaII. Следующей по интенсивности является линия *CaI* – 4226 Å. Водородные линии, в отличие от более ранних спектральных классов, слабы, и не выделяются среди линий тяжелых элементов, причем продолжают ослабляться при переходе от подкласса *G0* к более поздним подклассам. Полоса *G* видна очень ясно. Отметим, что спектр в зеленой области (там, где расположена линия  $H_\beta$ ) слабее заселен линиями металлов, чем более коротковолновая область, что используется в звёздной фотометрии для выбора полосы пропускания, на измерения в которой особенности химического состава оказывают слабое влияние. Например, такой полосой является полоса *V* фотометрической системы *UBV*.



Желтовато-красные звёзды, наиболее многочисленные среди видимых на небе невооруженным глазом, принадлежат к спектральному классу *K*. В спектрах звёзд этого спектрального класса очень сильны и широки линии *H* и *K CaII*, причем в ядрах этих линий имеется эмиссионный компонент, сильный, но узкий по сравнению с самой линией поглощения. Интенсивность эмиссионного компонента связана со светимостью звёзды (эффект Вильсона - Баппу), что используется для определения абсолютных звёздных величин. Очень сильна также и линия *CaI* – 4226 Å, причем ее интенсивность растет с падением температуры поверхности, что используется для уточнения спектрального подкласса. Хорошо видна полоса *G*, но к поздним подклассам полоса *G* распадается, так как температура поверхности звёзд становится слишком низкой для возбуждения линий ионизованного титана. При этом в спектре появляются полосы молекулы *CN*. Максимум распределения энергии в спектрах звёзд класса *K* находится в красной области оптического интервала длин волн. Бальмеровский скачок практически не выделяется из-за слабости водородных линий. Распределение энергии сильно искажено скоплениями линий металлов, а у звёзд поздних подклассов этого спектрального класса уже сильно поглощение в широких молекулярных полосах окислов титана.

Наиболее красные звёзды принадлежат спектральному классу *M* и классам углеродной последовательности *C* и *S*. Красный цвет таких звёзд соответствует низкой эффективной температуре поверхностей (2500 – 3000 К). Спектры звёзд этого спектрального класса характеризуются очень сильной линией *CaI* – 4226 Å и наличием молекулярных полос окислов металлов. Очень сильны и широки линии поглощения *H* и *K CaII*, причем они содержат узкую, но интенсивную эмиссионную компоненту в ядре линии, образующуюся в хромосферах этих звёзд. Интересно, что у поздних подклассов спектрального класса *M* настолько сильно поглощение в полосах *TiO* в зеленой области спектра, что распределение энергии в спектрах таких звёзд напоминает распределение энергии существенно более горячих звёзд, что, в частности,

проявляется на фотометрических диаграммах цвет - цвет и цвет - светимость. Интересно также отметить, что у *M*-звёзд главной последовательности наблюдается эмиссия в водородных линиях, причем интенсивность эмиссии связана с возрастом звезды.

*C*-звёзды - это класс красных звёзд с сильными полосами углеродосодержащих молекул в спектре. Он подразделяется на подклассы *C0*-*C9*. Подклассу *C0* соответствует по температуре подкласс *G5* нормальных звёзд. Так как углеродные звёзды имеют низкую температуру поверхности, их классификация обычно проводится по красной области спектра. Ранее (в Гарвардской классификационной схеме) вместо класса *C* использовали классы *R* и *N* с подразделениями на *R0*, *R3*, *R5*, *R8* и *Na*, *Nb* и *Nc*. Выделение классов *R* и *N* до сих пор встречается при проведении наблюдений с объективной призмой с очень низкой дисперсией. Звёзды класса *N* подобны звездам класса *R*, но у них наблюдается значительная депрессия в фиолетовой области спектра, вызываемая сильным поглощением света в молекулярных полосах. Звёзды поздних подклассов *R* и *N* не всегда удается различить, что иногда приводило к путанице, послужившей причиной отказа от такой схемы, и вызвало введение единого класса *C*. Для спектров всех углеродных звёзд характерны полосы поглощения молекулярного углерода (в том числе полос  $C_{12}C_{13}$ , играющих большую роль при изучении изотопного состава звёздного вещества), молекул *CH* и *CN*. В спектрах поздних подклассов наблюдаются полосы поглощения молекул *HCN* и  $C_2H_2$  (в инфракрасной области спектра). У некоторых *C*-звёзд потеря массы из богатой углеродом атмосферы приводит к образованию молекул  $SiC_2$ , которые проявляют себя, образуя полосы у длин волн 4640 Å, 4866 Å, 4905 Å, 4977 Å и др. *C*-звёзды являются основными поставщиками пыли в межзвёздную среду. Многие углеродные звёзды являются долгопериодическими переменными типа Миры Кита (миридами).

*S*-звёзды - это класс редко встречающихся звёзд - красных гигантов, близких по эффективной температуре к звездам классов *M* или *C*, у которых кроме сильных линий *CaII* наблюдаются линии *CaI* – 4226 Å и *BaII* – 4554 Å.

Отсутствуют или слабы, в отличие от спектров звёзд класса  $M$ , полосы молекулы  $TiO$ , встречаются линии неустойчивого химического элемента технеция ( $TcI$ ), но особенно типичны для таких звёзд полосы окислов химических элементов, образующихся в процессе медленного захвата нейтронов ядрами (s-процесс). Это полосы  $ZrO$ ,  $ScO$ ,  $YO$  и  $LaO$ . Именно полосы  $ZrO$  и  $LaO$  ярче всего сигнализируют о принадлежности звезды к классу  $S$ . В настоящее время известно около 700 звёзд этого класса.

$S$ -звёзды подразделяются на две группы, "внутренние" и "внешние", согласно причинам возникновения особенностей спектра. В первую включают звёзды, в спектрах которых имеются линии нестабильного элемента  $Tc$  с периодом полураспада  $2 \cdot 10^5$  лет, и их иногда называют технециевыми звездами. Обычно такие звёзды являются переменными типа Миры Кита, на диаграмме Герцшпрунга-Рессела они лежат на асимптотической ветви гигантов. Ко второй группе относят звёзды, не имеющие линий  $Tc$  в спектре и не показывающие изменений блеска. Вероятно, звёзды этой группы являются членами тесных двойных систем, второй компонент которых - белый карлик. Они по своим характеристикам близки к симбиотическим звездам. Со стороны низких температур звёзды этого типа примыкают к бариевым, по крайней мере по причинам, приводящим к особенностям в спектре.

Встречаются звёзды промежуточных между  $M$  и  $S$  типов, поэтому иногда вводят более подробную последовательность  $M-MS-S-SC-C$ , видимо характеризующую последовательное возрастание содержания углерода и кислорода в атмосферах звёзд. Звёзды  $SC$  иногда обозначают и  $CS$ , такие звёзды в спектрах в дополнение к полосам  $ZrO$  содержат полосы молекулярного углерода и интенсивные полосы  $CN$ , что приводит к сильному поглощению в области линий  $NaI D1-D2$ .

На рис. 4-1 показаны зависимости интенсивностей линий некоторых элементов и ионов в зависимости от температуры поверхности звезды. На рисунке видно, какие линии характерны для спектров звёзд того или иного

спектрального класса, и как ведут себя интенсивности линий при переходе от одного спектрального класса (подкласса) к другому.

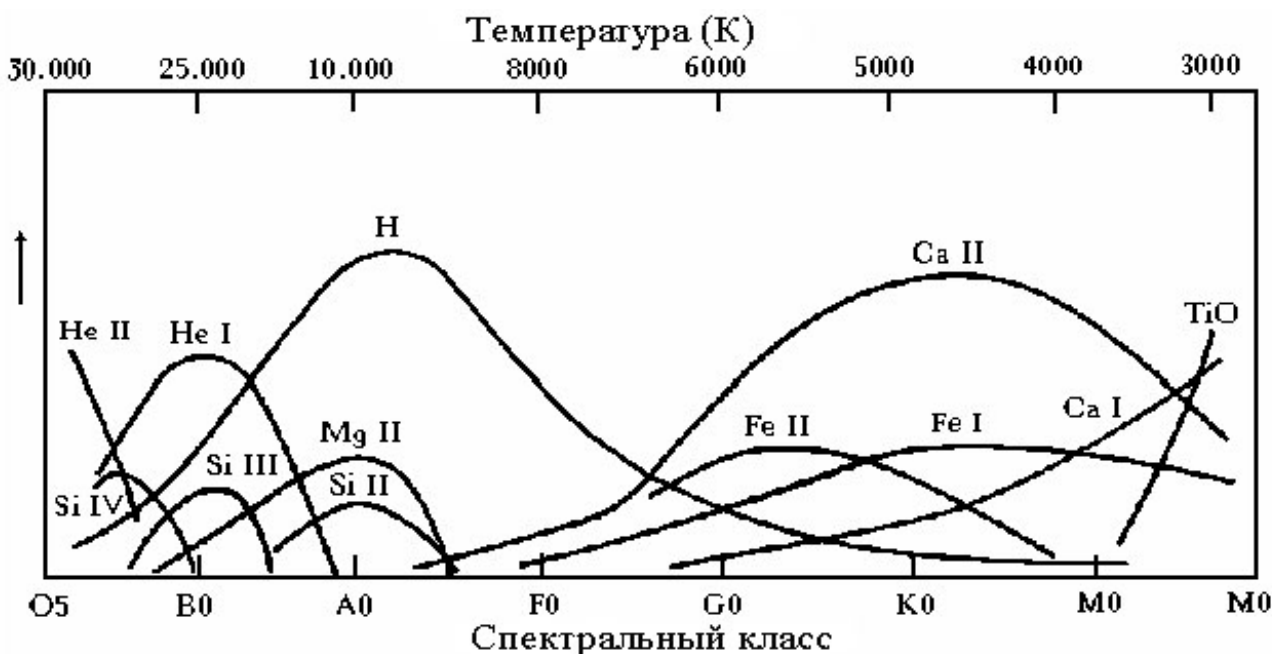


Рис.4-1

Некоторые типы звёзд не укладываются в стандартную последовательность спектральных классов, хотя и не считаются пекулярными.

К классу звёзд типа *Вольфа-Райе* (часто обозначаемые как *WR*), относятся горячие массивные звёзды с недостатком водорода в атмосфере и широкими яркими эмиссионными линиями ионов *He*, *C*, *N* и *O*, которые накладываются на непрерывный спектр с распределением энергии, близким к распределению энергии у звёзд классов *O* и *B*. Многие линии имеют профили типа *P Cygni*: с коротковолновой стороны от почти несмещенного или немного смещенного в сторону больших длин волн эмиссионного компонента располагается один или более абсорбционных компонентов. Звёзды *Вольфа-Райе* по виду спектра делятся на две группы: углеродные (*WC*), в спектрах которых преобладают линии ионов углерода (*CIII*, *CIV*) и кислорода, и азотные (*WN*), в спектрах которых преобладают линии ионов азота (*NIII*, *NIV*) и слабы или отсутствуют линии *O* и *C*. Последовательности подразделяются на подклассы *WN3 - WN8* и *WC5-WC9*. В спектрах звёзд типа *WC* много эмиссионных линий *HeI* и *HeII*. Последовательность *WN* иногда делят на

подпоследовательности *WN-A* со сравнительно узкими линиями и усиленным непрерывным спектром, и *WN-B* с более широкими и сильными линиями. Часть звёзд *WN7* - *WN8* вероятно образуют отдельную группу, промежуточную между звёздами Вольфа-Райе и *Of*-звёздами. Звёзды типа Вольфа-Райе характеризуются эффективной температурой поверхности порядка  $30000\text{K}^\circ$ . Они встречаются в молодых звёздных группировках и являются продвинутыми стадиями эволюции очень массивных звёзд. Абсолютные звёздные величины звёзд Вольфа-Райе от  $-3^m$  до  $-7^m$ .

Спектры белых карликов резко отличаются от спектров нормальных звёзд главной последовательности и гигантов. Основная их особенность - очень небольшое число линий поглощения. Часть белых карликов вообще не содержит заметных линий поглощения в спектрах (класс *DC*). В спектрах горячих белых карликов *DO* и *DB* присутствуют лишь некоторые линии гелия. Наиболее горячими являются звёзды типа *DO*, в спектрах которых заметны линии высокоионизованных элементов, таких как *NeIX* и *OVI*. Большинство наблюдаемых белых карликов относятся к классу *DA*. В спектрах таких звёзд наблюдаются несколько первых членов бальмеровской серии линий водорода. В спектрах звёзд классов *DF*, *DG* и *DK* присутствуют также линии *H* и *K CaII* и некоторые линии железа. Обратим внимание, что вторые буквы обозначения спектральных классов белых карликов напоминают обозначения, составляющие последовательность спектральных классов нормальных звёзд. Атмосферы горячих белых карликов (*DO*, *DB*) в основном состоят из гелия, а более холодных (*DA* и т.д.) - из водорода. Но атмосферы карликов *DC* тоже гелиевые, хотя и более холодные, чем у *DO* и *DB*. Спектры холодных белых карликов Эгген и Гринстейн классифицируют как *DC*, *DF*, *DG*,  $4670\text{Å}$  и  $4135\text{Å}$ , хотя эта классификация, вероятно, не является температурной, и изменения в спектрах здесь определяются отношениями содержаний элементов *C/O*, *C/H*, *H/He*. Малое число линий поглощения в спектрах звёзд этого класса объясняется сильнейшим уширением линий, вызываемым огромным давлением на поверхностях таких звёзд. Только самые сильные линии, уширяясь, имеют

достаточную глубину, чтобы остаться заметными, а слабые, из-за малой глубины, практически сливаются с непрерывным спектром.

В последнее десятилетие большое внимание уделяется наблюдениям так называемых «коричневых» карликов, которые ранее иногда назывались «юпитерами». *Коричневые карлики* – это звездообразные газовые объекты столь малой массы, что в них не могут проходить ядерные реакции превращения водорода в гелий. Температура поверхности таких «звёзд» порядка  $1300 - 2800 \text{ K}$ , а светимости менее  $2 \cdot 10^{-6} L_{\odot}$ . У объектов с массами более  $0.013 M_{\odot}$  в недрах идут ядерные реакции превращения дейтерия и трития в гелий, такие объекты можно считать звёздами. Сейчас принято, что звёзды имеют массы более 80 масс Юпитера, коричневые карлики – от 13 до 80 масс Юпитера, менее массивные объекты считаются планетами.

### **§4.3 Пекулярные спектры**

Заметное количество звёзд имеет спектры с особенностями, отличающими их от спектров большинства звёзд того же спектрального подкласса и класса светимостями. Обычно звёзды с такими спектрами называют пекулярными. Чаще всего пекулярные спектры возникают на определенных непродолжительных стадиях эволюции звёзд, иногда пекулярности являются следствием эволюции с обменом массой в тесных двойных системах. Некоторые типы пекулярностей связаны с реальными особенностями химического состава атмосфер звёзд. Пекулярные спектры встречаются среди всех спектральных классов.

Среди звёзд спектрального класса *O* к пекулярным относятся следующие типы. Звёзды типа *Of* - это звёзды, у которых линии *MIII* –  $4634 \text{ \AA}$ ,  $4640 \text{ \AA}$  и  $4642 \text{ \AA}$  и линии *HeII* –  $4686 \text{ \AA}$  наблюдаются в эмиссии. Звёзды *O(f)* и *O((f))* имеют соответственно слабую эмиссионную линию *HeII* –  $4686 \text{ \AA}$ , или эта линия наблюдается в поглощении. Последовательность *Of* - *O(f)* - *O((f))*

является последовательностью возрастающей светимости. Звёзды с эмиссией в линиях водорода и  $HeII$  могут обозначаться как  $Oe$ . К типам  $Of$  и  $O(f)$  относится большинство  $O$ -звёзд ранних спектральных подклассов, всего среди  $O$ -звёзд около 13% имеют характеристику  $f$ . Появление этой характеристики в спектрах  $O$ -звёзд связано с истечением вещества с поверхностей таких звёзд.

Еще одним типом пекулярных спектров являются звёзды  $CNO$  (или, иначе,  $OBCN$ ), подразделяющиеся на  $OB-N$ , азотные, и  $OB-C$ , углеродные. Для них характерны аномалии интенсивностей линий  $C$ ,  $N$  и/или  $O$ . Усиление линий азота обычно коррелирует с ослаблением линий углерода, и наоборот. Почти все (может быть вообще все) звёзды типа  $OB-N$  являются спектрально-двойными, а звёзды  $OB-C$  - одиночными.

Среди звёзд спектрального класса  $B$  выделяются следующие типы пекулярности. Это звёзды типа  $Bp$ , со стороны высоких температур примыкающие к звездам типа  $Ap$ . Они характеризуются повышенным или пониженным содержанием в атмосферах гелия, азота и некоторых других элементов. Встречаются звёзды с усиленными (по сравнению с водородными) линиями гелия. В спектрах таких звёзд обычно нет линий кислорода и усилены линии углерода. Иногда такие звёзды называют бедными водородом ( $H$ -poor). Но существуют и звёзды с обратным поведением линий гелия -  $He$ -weak.

Особо выделяется подтип  $B$ -звёзд галактического гало - субкарлики  $sdB$ , которые имеют пониженное содержание металлов в атмосферах, они, вероятно, все являются звездами голубого края горизонтальной ветви на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

Среди звёзд спектрального класса  $A$  выделяются звёзды классов  $Am$  и  $Ap$  и составляют около 17% среди звёзд подклассов  $A2 - A5$ .  $Am$  - класс звёзд с усиленными линиями многих металлов. Если их спектры классифицировать по интенсивности линии  $K-CaII$ , то эти звёзды будут отнесены к ранним подклассам спектрального класса  $A$ , так как у таких звёзд линия  $K-CaII$  ослаблена и узка. Линии же всех других металлов настолько сильны, что по ним те же звёзды классифицируются либо поздними подклассами класса  $A$ ,

либо даже классом  $F$  ( $F0 - F6$ ). Интенсивность водородных линий также не согласуется с подклассами, определяемыми по линиям металлов. При этом разность спектральных подклассов, определяемых по линии  $K$ , водородным линиям и линиям металлов может достигать 5 и более подклассов. Линии металлов в спектре очень тонкие, что характерно, скорее, для спектров сверхгигантов. Но это находится в полном противоречии с большой шириной крыльев водородных линий и светимостями звёзд. Следует также отметить, что  $Am$ -звёзды, также как и  $Ap$  и  $Bp$ , вращаются медленнее нормальных звёзд. Вероятно, peculiarity спектров таких звёзд вызвана реально существующими отличиями химического состава атмосфер от состава атмосфер нормальных звёзд.

Группа  $Ap$  включает звёзды, в спектрах которых резко усилены линии элементов, содержание которых очень низко у нормальных звёзд. Например, у так называемых марганцевых  $Ap$ -звёзд марганец представлен богаче всех металлов, но особенно превышает норму содержание элемента галлия ( $Ga$ ). Могут быть сильны линии гольмия, иттрия, европия, циркония, усилены линии элементов группы железа ( $Cr, Mn, Fe, Co, Ni$ ). На спектрограммах с достаточно большой дисперсией могут быть видны линии осмия, платины, золота. В отличие от звёзд типа  $Am$  у  $Ap$ -звёзд линия  $K CaII$  широкая и диффузная (у  $Am$ -звёзд она слабая и узкая). Повышение обилия тяжелых элементов в атмосферах таких звёзд можно понять, если допустить вынос из недр на поверхность вещества, богатого элементами, образующимися за счёт быстрого захвата нейтронов ядрами атомов ( $\gamma$ -процесс), когда новообразованное в процессе нейтронного захвата ядро не успевает распасться до поглощения еще одного нейтрона. Часто интенсивность линий в спектрах таких звёзд переменна, что затрудняет их классификацию. Среди  $Ap$ -звёзд Морган выделил 6 подгрупп: марганцевые,  $4200 \text{ \AA}$ , хромовые, европиевые, циркониевые и кремниевые. При этом в такой же последовательности изменяются спектральные подклассы (т.е. температура поверхности) для всех этих звёзд, кроме кремниевых. Позднее к этим типам добавился еще один тип - ртутные звёзды. Иногда такое



подразделение укрупняют, и делят Ap-звёзды на марганцевые, кремниевые и *Eu-Cr-Sr*. При записи спектрального подкласса к обозначению *Ap* часто добавляют обозначение элемента, линии которого особенно усилены в спектре, например *Ap-Si*.

У звёзд класса *Ap* могут наблюдаться сильные магнитные поля. Такие объекты выделяют в отдельный подтип магнитных звёзд. *Ap*-звёзды проявляют оптическую переменность блеска с амплитудами в пределах нескольких сотых звёздной величины. Этот тип переменных носит название звёзд типа  $\alpha$  Гончих Псов.

Имеется небольшое число звёзд, показывающих одновременно характеристики *Am* и *Ap*, то есть диффузную линию CaII и некоторое усиление линий *SrII*-4077 Å и 4216 Å. Если характеристики *Am* выражены не очень сильно, такие звёзды называются прото-*Am*-звездами (*mild-Am*) или, иногда, звездами типа Дельта Дельфина, которые по данным наблюдений относятся к V - IV классам светимости. Обычные спектральные критерии светимости *A*-звёзд у объектов этого класса не работают. Вероятно, эти звёзды имеют более протяженные атмосферы, чем нормальные *A*-звёзды. Почти все (может быть - все) такие звёзды являются компонентами тесных двойных систем.

Среди *F*-звёзд выделяются химически пекулярные звёзды класса *Fm*, со стороны низких температур примыкающие к пекулярным звездам типа *Am*. Еще один тип пекулярных звёзд - переменные типа Дельта Щита. Это гиганты (класс светимости III), имеющие ослабленные линии ионизованного кальция. Эти звёзды родственны звездам *Am* и примыкают к ним со стороны более поздних спектральных классов. У звёзд *Fm* спектральный подкласс, определяемый по линиям металлов, получается более поздним, чем определяемый по интенсивности водородных линий. Это связано с аномальным усилением линий металлов. Полоса *G* по интенсивности соответствует еще более позднему подклассу. Усилены также линии *SrII*. Линия *CaII K* ослаблена, как и у звёзд *Am*.

В спектральном *G*-классе выделяется подтип "*CH*-аномальных" звёзд, у которых ослаблены линии многих металлов, но усилены проявления молекулы *CH*, и также сильны линии *SrII*-4077 Å и 4215 Å. В некоторых крайних случаях в спектрах заметны только линии *SrII*, полосы *CH* и линии водорода. Звёзды этого типа имеют большие пространственные скорости и, вероятно, являются малометаллическими аналогами углеродных звёзд.

Звёзды с сильной линией *BaII*-4554 Å выделяются как "бариевые". У таких звёзд также усилены линии других тяжелых элементов, в частности циркония 4077 Å и 4216 Å. Следует отметить, что из-за усиления этих спектральных линий прямое применение критериев спектральной классификации дает завышенное значение светимости. Вероятно, все бариевые звёзды являются компонентами тесных двойных систем, при этом в большинстве случаев второй компонент - белый карлик, так что двойственность фотометрически проявляется лишь как небольшой ультрафиолетовый избыток. "Бариевая" пекулярность является следствием перетекания переработанного в ядерных реакциях вещества с одной звёзды двойной системы на другую. Бариевые звёзды – гиганты спектральных классов *G8 – K0*. Всего наблюдаются несколько сот таких звёзд.

Большая часть звёзд (возможно до 60%) не являются одиночными и входят в состав двойных и кратных систем. Звёзды в широких парах можно наблюдать по отдельности, однако много звёзд входит в состав тесных двойных систем, не разрешаемых даже сильными телескопами. Классификация спектров таких звёзд затруднена присутствием в спектрах линий от двух и более звёзд. Отметим, что для двойных звёзд часто используют соответствующие обозначения. Двойные звёзды, в спектрах которых не видны линии второго компонента и двойственность определяется по изменениям лучевой скорости, обозначаются как *SB1*, тогда как если видны линии второго компонента, то вводится обозначения *SB2*.

#### **§4.4 Истинные (нормальные) показатели цвета и абсолютные величины звёзд**

Спектральный класс и класс светимости дают возможность подразделить звёзды на достаточно однородные группы по температуре поверхности и светимости. Каждой подгруппе, характеризующейся определенным спектральным подклассом и классом светимости, можно приписать конкретную величину показателя цвета в любой фотометрической системе, например значение показателя  $(B-V)_0$ , где нулевой индекс обозначает, что показатель цвета не искажен межзвёздным покраснением. Такие значения показателей цвета часто называют нормальными показателями цвета или, проще, истинными цветами. Истинные цвета определяются как средние для близких к Солнцу звёзд, для которых межзвёздное покраснение мало, либо в выборки включают еще и звёзды рассеянных скоплений, для которых имеются способы учета межзвёздного покраснения. В таблице 4-1 приведены истинные показатели цвета  $(B-V)_0$  звёзд разных типов, величины истинных цветов взяты из монографии В. Страйжиса «Многоцветная фотометрия звёзд».

Таблица 4-1 Нормальные показатели цвета  $(B - V)_0$

Sp	V	III	I		Sp	V	III	I
<i>O5</i>	-0.33	-0.33	-0.33		<i>F2</i>	0.36	0.34	0.26
<i>O7</i>	-0.32	-0.32	-0.32		<i>F5</i>	0.44	0.43	0.39
<i>O9</i>	-0.31	-0.31	-0.27		<i>F8</i>	0.52	0.54	0.58
<i>B0</i>	-0.30	-0.30	-0.23		<i>G0</i>	0.58	0.65	0.75
<i>B2</i>	-0.25	-0.24	-0.16		<i>G5</i>	0.68	0.86	1.08
<i>B5</i>	-0.17	-0.16	-0.09		<i>G8</i>	0.75	0.94	1.22
<i>B8</i>	-0.10	-0.10	-0.03		<i>K0</i>	0.82	1.01	1.35
<i>A0</i>	-0.02	-0.02	0.01		<i>K5</i>	1.15	1.51	1.60
<i>A3</i>	0.09	0.08	0.06		<i>M0</i>	1.44	1.56	1.69
<i>A7</i>	0.20	0.20	0.13		<i>M5</i>	1.58	1.56	1.80
<i>F0</i>	0.30	0.28	0.20		<i>M8</i>	1.85	1.90	-

Связь абсолютных звёздных величин звёзд с их спектральными классами и классами светимости калибруется с помощью тригонометрических параллаксов или абсолютных звёздных величин звёзд рассеянных звёздных скоплений. Эта связь будет обсуждаться в следующей лекции, а здесь в заключение приведем таблицу 4-2, содержащую средние абсолютные звёздные величины  $M_V$  звёзд ранних спектральных классов, взятую из недавней работы одного из авторов (А.Л.).

Отметим, что для более поздних спектральных классов метод спектральных параллаксов значительно менее точен в связи с существенным ростом дисперсии абсолютных звёздных величин и увеличением влияния содержания металлов на определение абсолютной звёздной величины.

Таблица 4-2 Средние абсолютные звёздные величины  $M_V$  *O-B*-звёзд

Sp	Класс V	Класс IV	Класс III	Класс II	Класс Ib	Класс Ia
<i>O6</i>	-5.4	-	-5.7	-	-	-
<i>O7</i>	-4.8	-	-5.2	-	-	-
<i>O8</i>	-4.7	-	-4.7	-	-	-
<i>O9</i>	-4.2	-	-4.7	-	-	-
<i>B0</i>	-3.6	-3.6	-4.1	-4.3	-5.2	-6.1
<i>B1</i>	-2.8	-3.5	-3.9	-4.3	-4.6	-6.5
<i>B2</i>	-2.1	-2.6	-2.8	-3.5	-4.7	-6.8
<i>B3</i>	-1.6	-2.0	-2.3	-2.8	-5.2	-6.7
<i>B5</i>	-1.2	-1.3	-1.5	-2.6	-4.8	-6.5
<i>B6</i>	-0.9	-1.1	-1.4	-1.4	-	-
<i>B7</i>	-0.6	-0.5	-1.1	-2.2	-	-
<i>B8</i>	-0.1	-0.3	-1.0	-1.2	-3.9	-6.3

## Лекция 5. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела

### *§5.1 Основные последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рессела*

Основные наблюдаемые характеристики каждой звезды – спектр и светимость – зависят от ее массы, возраста и химического состава. Изучение таких зависимостей является главным источником информации об эволюции звёзд и характеристиках звёздных населений. Основным инструментом при этом служит диаграмма Герцшпрунга-Рессела (далее ГР-диаграмма). Диаграмма Герцшпрунга-Рессела показывает связь между абсолютными звёздными величинами звёзд и их спектральными классами. Первоначально эта диаграмма строилась для ближайших звёзд с точно измеренными тригонометрическими параллаксами. Так как абсолютная звёздная величина является мерой светимости, то по оси ординат ГР-диаграммы часто откладывают болометрическую звёздную величину. А так как кроме спектрального класса имеются и иные меры температуры на поверхности звезды, и, прежде всего, это показатели цвета в различных фотометрических системах, то по оси ординат часто откладывают показатели цвета или эффективную температуру. Замена абсолютных звёздных величин на светимости, а спектральных классов на иные меры температуры несколько изменяют вид диаграммы, не меняя ее сущности, поэтому часто диаграммы с разными мерами светимости и температуры также называют диаграммами Герцшпрунга-Рессела. Сущность же рассматриваемой диаграммы в том, что звёзды не заполняют равномерно плоскость этой диаграммы, а группируются вдоль более или менее выделяющихся последовательностей. Эти последовательности можно отождествить с классами светимости, описанными в предыдущей лекции.

На рис. 5-1 показаны последовательности звёзд и положения звёзд разных классов светимости. Отметим, что сверхгиганты практически не образуют

выделенных последовательностей, и разделение сверхгигантов на подклассы по светимости (II, Ia, Iab и Ib) является условным. Хорошо выделенной является область красных гигантов III-го класса светимости, главная последовательность (V-ый класс светимости), последовательность субкарликов (VI-ой класс светимости) и белых карликов (VII-ой класс светимости). Статус последовательности субкарликов долго не могли определить: если карлики (звёзды главной последовательности), гиганты и белые карлики есть состояния, связанные с определенными стадиями эволюции звёзд, то с субкарликами какой-либо эволюционной стадии связать оказалось невозможным. Тщательные исследования показали, что субкарлики на самом деле являются звездами главной последовательности, но имеющими существенно (в 10 – 100 раз) более низкие содержания тяжелых элементов.

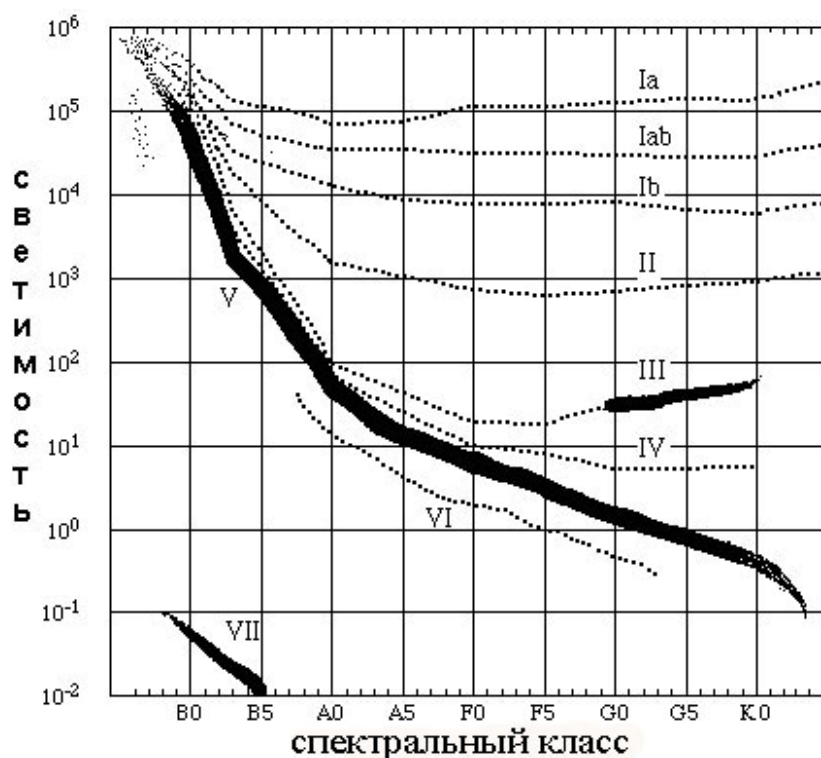


Рис.5-1

Построить ГР-диаграмму, отражающую не только качественное разделение звёзд на определенные классы, но и количественные соотношения между плотностями населенности звездами различных частей диаграммы очень трудно. Это связано с тем, что самые яркие звёзды – верхней части главной последовательности, сверхгиганты и гиганты - наблюдаются на больших

расстояниях и, следовательно, выбираются из значительно большего объема, чем слабые красные карлики и белые карлики. Такое явление называется селекцией, с этим явлением астрономы встречаются очень часто. Определение количественных соотношений между численностями звёзд разных спектральных классов и классов светимости будет рассмотрено в одной из следующих лекций. Здесь же, на рис. 5-2 мы показываем ГР-диаграмму, построенную по звездам каталога Hipparcos, для которых абсолютные звёздные величины вычислены по точным тригонометрическим параллаксам. Из рисунка

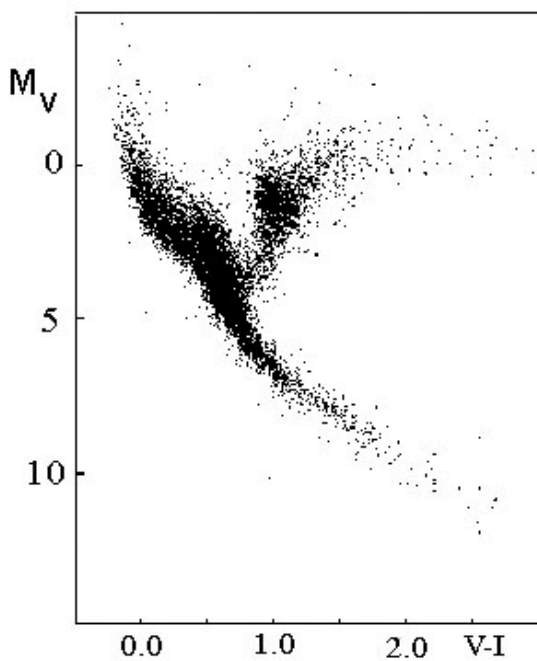


Рис.5-2

хорошо видно, насколько мало в окрестностях нашего Солнца встречается звёзд большой светимости главной последовательности и сверхгигантов по сравнению со звездами главной последовательности умеренных светимостей. Также много наблюдается и красных гигантов, заметны на рисунке и субгиганты. Относительно малое количество слабых звёзд главной последовательности объясняется исключительно селекцией, так же как и

полное отсутствие белых карликов. Оценить, какие звёзды в основном подвергаются селекции можно исходя из того, что предельная видимая звёздная величина каталога Hipparcos близка  $V \approx 10^m$ . Сейчас известно, что на самом деле плотность красных карликов в объеме Галактики значительно больше, чем более ярких звёзд главной последовательности и гигантов. Рис. 5-2 отражает количественные соотношения между звездами, видимыми на небе в небольшой телескоп или даже невооруженным взглядом. Из рисунка следует, что невооруженным взглядом в основном видны звёзды спектральных классов *A* и *F* главной последовательности, а также красные гиганты, тогда как небольшой

телескоп лишь несколько увеличивает относительную численность звёзд спектрального класса *G*.

Как будет показано ниже, ГР-диаграмма является важнейшим инструментом при исследовании звёздных скоплений.

## **§5.2 Эволюция звёзд**

Строение диаграммы Герцшпрунга–Рессела объясняет теория звёздной эволюции. Теория эволюции звёзд к настоящему времени добилась больших успехов в объяснении качественной, а в некоторых случаях и количественной связи между наблюдаемыми параметрами звёзд, такими как температура поверхности, масса, радиус, время жизни на различных эволюционных стадиях и др.. Для дальнейшего изложения нам понадобится информация о качественной картине эволюции звёзд разных масс и разного химического состава. В настоящее время общепринятой является точка зрения, что звёзды рождаются при сжатии фрагментов плотных облаков холодного межзвёздного газа, причем чаще всего звёздообразование проходит в определенных областях диска Галактики – газовой-пылевой комплексах, занимающих области с характерными размерами 100 – 500 пк. Сгустки материи сжимаются под действием собственного тяготения и превращаются в звёзды. Эти процессы мы рассмотрим подробнее в 13 лекции.

Эволюция звёзд до главной последовательности происходит в условиях не очень высоких температур в объеме звезды, когда неполная ионизация и большая непрозрачность приводит к почти полной конвективности таких звёзд, поэтому к главной последовательности звёзды подходят практически однородными по химическому составу. При этом на диаграмме цвет-светимость эволюция происходит вдоль так называемого *трека Хаяши*, когда звезда, первоначально имеющая высокую светимость вследствие большого радиуса и красный цвет из-за низкой температуры поверхности, постепенно



сжимаясь, становится менее яркой и более голубой. Отметим, что в качестве светимости в рамках этого параграфа рассматривается болометрическая светимость, так что в оптическом диапазоне самые молодые звёзды почти не видны - максимум энергии в спектре у таких звёзд приходится на далекую инфракрасную область спектра. Энергия при этом выделяется в основном за счёт сжатия звезды. На стадии до главной последовательности идут некоторые ядерные реакции, в которых выгорают присутствующие в веществе звезды дейтерий, литий и бериллий, но вклад этих реакций в общее энерговыделение невелик. Темп эволюции зависит от массы звезды. Время продолжительности стадии эволюции до главной последовательности ( $T_{pms}$ ) в зависимости от массы звезды приведено в таблице 5-1, где значения масс звёзд  $M$  даны, как это принято, в единицах солнечной массы  $M_{\odot}$ .

Таблица 5-1

$T_{pms}$ , годы	$2.5 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^7$	$5.0 \cdot 10^7$	$1.6 \cdot 10^8$
$M/M_{\odot}$	3.0	1.5	1.0	0.5

Звёзды, находящиеся на этой стадии эволюции в большом числе наблюдаются в областях звездообразования и молодых звёздных скоплениях и ассоциациях, часто проявляя себя как вспыхивающие переменные. Расчёты показывают, что звёзды с массами больше  $0.07-0.08 M_{\odot}$  (масса зависит от химического состава протозвёздного облака) достигают главной последовательности, где начинаются ядерные реакции превращения водорода в гелий, а звёзды с меньшими массами остывают, превращаясь в вырожденные водородные карлики. Это так называемые *коричневые карлики*, которые по свойствам близки к крупным газовым планетам типа Юпитера.

Для звёзд с массами менее 8 масс Солнца выделяются следующие основные фазы эволюции:

- 1) горение водорода в ядре (стадия главной последовательности);
- 2) гравитационное сжатие всей звезды (эта фаза отсутствует у звёзд с массами менее полутора солнечных масс);

- 3) загорание водородного слоевого источника (ядро уже полностью гелиевое);
- 4) горение водорода в слое с постепенным удалением его от ядра (стадия красного гиганта);
- 5) горение гелия в ядре (стадия гиганта горизонтальной ветви);
- 6) горение слоевых источников водорода и гелия (стадия гиганта асимптотической ветви);
- 7) последовательное горение в ядре легких альфа-элементов и образование соответствующих слоевых источников (для звёзд с массами  $M > 4 M_{\odot}$ );
- 8) заключительная стадия – превращение звезды в вырожденный белый карлик.

У более массивных звёзд при их уходе с главной последовательности в ядре последовательно горят гелий, углерод и т.д. с образованием железоникелевого ядра, и звезда описывает на диаграмме цвет-светимость широкие петли. При этом петли заходят даже в голубую область ГР-диаграммы, так что некоторые такие звёзды можно принять за звёзды главной последовательности. Эволюция очень массивных звёзд заканчивается катастрофически - как взрыв сверхновой звезды, после которого остается экзотический звёздный объект – нейтронная звезда, иногда проявляющая себя как пульсар, или черная дыра. Множество точек, которое звезда данной массы проходит на ГР-диаграмме, называется *эволюционным треком*. Такие треки для звёзд с массами от 0.8 до 25 солнечных масс, рассчитанные группой швейцарских теоретиков под руководством Маедера, показаны на рис. 5-3. По осям на рисунке, как обычно принято в теоретических исследованиях звёздной эволюции, отложены логарифмы болометрической светимости в единицах болометрической светимости Солнца и логарифмы эффективной температуры. Цифрами указаны массы звёзд в массах Солнца. Чтобы не загромождать рисунок, на нем не показаны петли треков звёзд больших масс. Кривая, соединяющая начальные точки всех треков, называется *начальной главной*

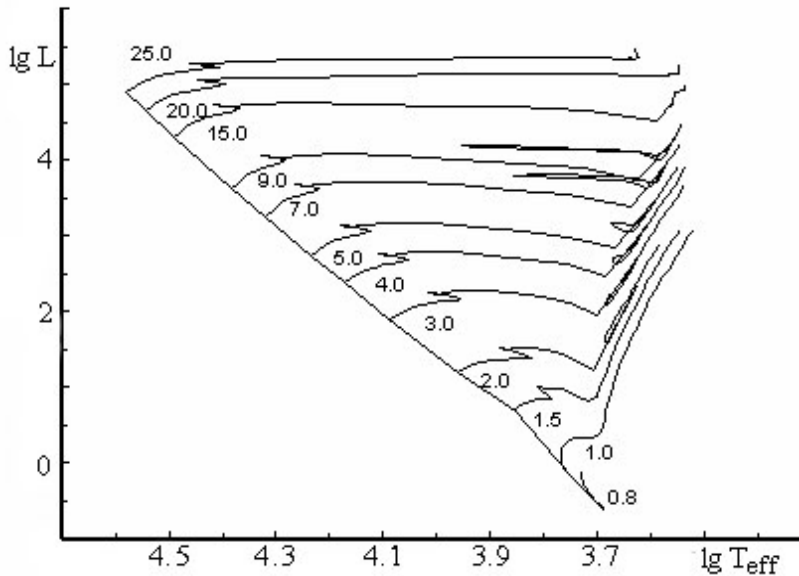


Рис.5-3

последовательностью  
(иногда – главной  
последовательностью  
нулевого возраста). Часто в  
научной литературе  
используют аббревиатуры  
этих словосочетаний –  
НГП и ГПНВ (английская  
аббревиатура – ZAMS).  
Важность определения  
правильного положения

НГП на ГР-диаграмме будет показана в лекции о звёздных скоплениях. Пока же отметим, что положение НГП зависит от химического состава звёзд – как от содержания тяжёлых элементов, так и содержания гелия. При этом с увеличением содержания гелия или с уменьшением содержания тяжёлых элементов НГП на ГР-диаграмме (на рис. 5-3 и 5-4) смещается влево и вниз. В меньшей степени положение НГП связано с вращением звёзд.

Эволюционные треки показывают не всю информацию о зависимости свойств звёзд от времени. В частности, на рис. 5-3 нет информации о продолжительности тех или иных эволюционных стадий. Особенно важной для звёздной астрономии является несколько иное представление результатов расчётов звёздной эволюции. Если мы отметим на эволюционных треках звёзд разных масс точки, соответствующие определённому моменту времени и соединим их плавной кривой, мы получим так называемую *теоретическую изохрону*. Теоретическая изохрона показывает, как располагаются на ГР-диаграмме звёзды разных масс, но одного возраста. Набор теоретических изохрон для звёзд разного возраста, полученный по расчётам итальянских теоретиков под руководством Киози, показан на рис. 5-4 (цифры – возрасты в логарифмической шкале в годах). При этом для удобства практического использования изохроны обычно строятся так, что по осям располагаются

величины, которые можно получить непосредственно из наблюдений - здесь это абсолютная звёздная величина и показатель цвета.

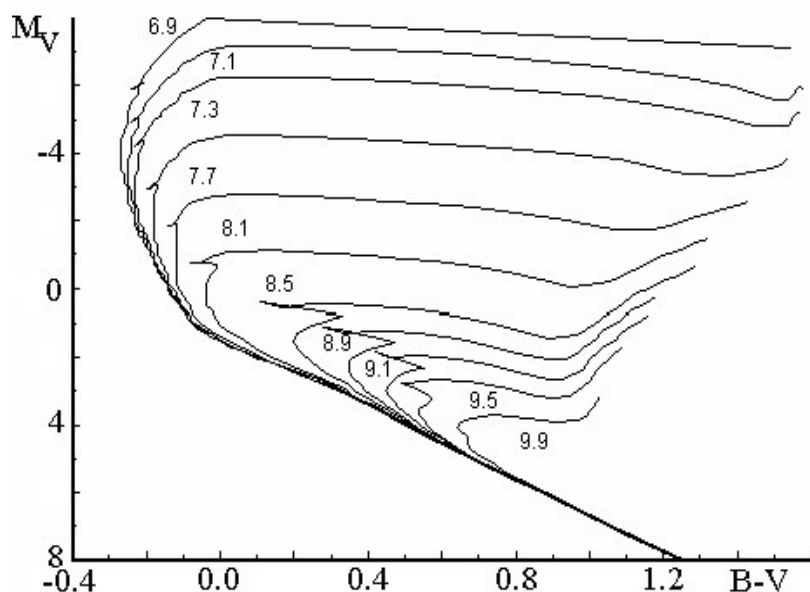


Рис.5-4

Если мы знаем, что какая-то группировка звёзд имеет приблизительно равные возрасты, то, нанося абсолютные звёздные величины и показатель цвета этих звёзд на ГР-диаграмму и выбирая теоретическую изохрону, наиболее близкую по положению к

последовательности, составленной звездами, мы получим значение возраста этой группировки звёзд. К сожалению, индивидуальные возрасты одиночных звёзд определяются весьма неуверенно. Это связано как с ошибками наблюдений и ненадежностью калибровочных зависимостей между теоретическими и наблюдаемыми величинами, так и со сложностью структуры эволюционных треков, когда через некоторые точки диаграммы проходит несколько эволюционных треков. Однако для задач звёздной астрономии, когда требуются сравнительные характеристики возрастов различных звёздных населений, эти оценки оказываются очень кстати.

Самой длительной фазой эволюции всех звёзд является стадия главной последовательности, когда в центральной области звезды водород превращается в гелий. Именно поэтому среди всех наблюдаемых звёзд большинство являются звездами главной последовательности. Длительность этой стадии составляет около 90% от всего времени эволюции звезды до стадии нейтронной звезды или белого карлика. Продолжительность жизни звёзд на главной последовательности существенно зависит от их массы. На рис. 5-5 показана зависимость логарифма времени жизни на главной

последовательности от массы звезды. (Приблизительно можно считать, что отношение времени жизни звезды на главной последовательности к времени жизни на главной последовательности Солнца обратно пропорционально кубу ее массы, выраженной в единицах массы Солнца.) Как можно видеть на этом рисунке, массивные звёзды эволюционируют очень быстро, тогда как звёзды малых масс остаются на главной последовательности многие миллиарды лет. В

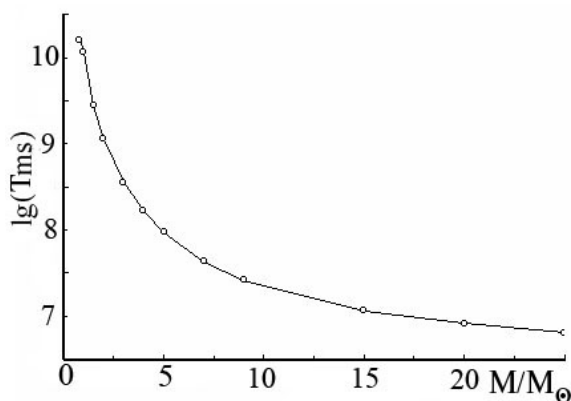


Рис.5-5

частности, продолжительность стадии главной последовательности у нашего Солнца – около 10 миллиардов лет, тогда как массивные звёзды (с массами  $25M_{\odot}$  и более) покидают главную последовательность всего через несколько миллионов лет.

#### Результаты теории звёздной

эволюции, показанные на последних трех рисунках, относятся к звездам, имеющим приблизительно солнечное содержание тяжелых элементов. У малометаллических звёзд имеется стадия так называемой горизонтальной ветви, характерная для ГР-диаграмм шаровых скоплений. Вопросы, связанные с интерпретацией структуры ГР-диаграмм шаровых скоплений, будут рассмотрены в одной из следующих лекций.

Для интерпретации ГР-диаграмм молодых звёзд важен следующий факт. Вокруг рождающейся звезды долгое время сохраняется газопылевая оболочка, делающая звезду невидимой в оптическом диапазоне. Такие коконы вокруг молодых звёзд до стадии главной последовательности исчезают (рассеиваются) только у звёзд с массами менее 3 масс Солнца. Более массивные звёзды какое-то время не видны в оптическом диапазоне даже после начала стадии главной последовательности. Еще более осложняют анализ ГР-диаграмм звёзд, не дошедших до главной последовательности, существование вокруг них мощных протопланетных дисков.

### §5.3 Типы переменных звёзд и полоса нестабильности

В заключение данной лекции кратко рассмотрим свойства некоторых типов переменных звёзд, важных для звёздной астрономии. Звёзды с переменным блеском грубо можно разделить на четыре класса: пульсирующие переменные, вращательные переменные, катаклизмические переменные и затменные двойные. Здесь мы рассмотрим только пульсирующие переменные и переменные, находящиеся в стадиях на и после главной последовательности. На рис.5-6 показана схема расположения пульсирующих переменных звёзд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, которая очень приближенно показывает абсолютные звёздные величины и показатели цвета основных типов физических переменных. Прямыми линиями на рисунке ограничена полоса нестабильности. Полоса нестабильности – это область диаграммы Герцшпрунга-Рессела, в которой звёзды теряют устойчивость относительно колебаний. Кратко рассмотрим основные свойства этих переменных.

*$\alpha$  Cyg.* Это нерадиально пульсирующие сверхгиганты спектральных классов Вe-Аe Ia. Изменения блеска с амплитудой порядка  $0^m.1$  нередко кажутся неправильными, так как вызываются наложением многих колебаний с близкими периодами. Наблюдаются циклы от нескольких дней до нескольких десятков дней.

Тип  *$\beta$  Cep.* Это пульсирующие переменные спектральных классов O8-B6 I-V с периодами изменения блеска и лучевых скоростей, заключёнными в пределах  $0^d.1-0^d.6$ , и амплитудами изменения блеска от  $0^m.01$  до  $0^m.3$  в полосе V. В основном у этих звёзд наблюдаются радиальные пульсации, но некоторые из них характеризуются нерадиальными пульсациями; для многих характерна мультипериодичность. Среди таких переменных выделяется подтип  *$\beta$  Cep(s)* – коротко-периодические переменные типа  *$\beta$  Cep*. Они имеют спектральные классы B2-B3IV-V, периоды и амплитуды изменения блеска заключены в пределах  $0^d.02-0^d.04$  и  $0^m.015-0.025^m$ , т.е. на порядок меньше обычно

наблюдаемых у звёзд типа  $\beta$  Cep. Физически это массивные звёзды в стадии перестройки верхних слоев после исчерпания водорода в центральных областях.

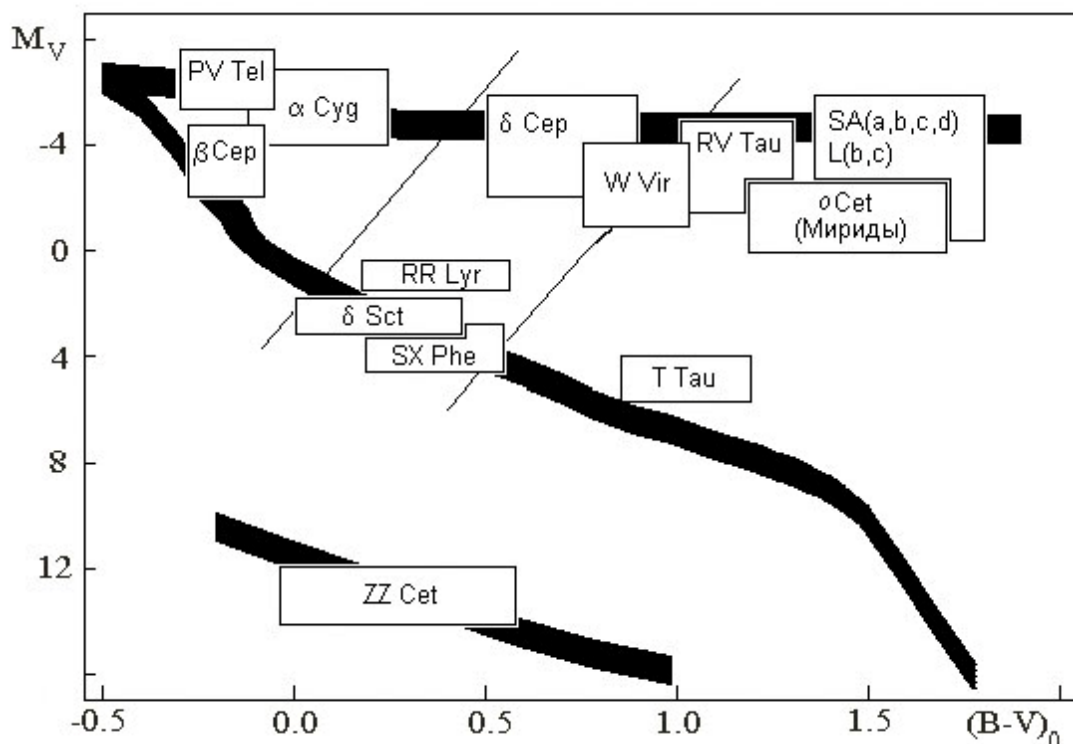


Рис.5-6

Тип *PV Tel*. Это гелиевые сверхгиганты класса *Bp*, характеризующиеся слабыми линиями водорода в спектрах, усиленными линиями гелия и углерода, пульсирующие с периодами от  $0^{\text{d}}.1\text{d}$  до  $1^{\text{d}}$  или меняющие блеск с амплитудой около  $0^{\text{m}}.1$  (*V*) на протяжении интервалов времени порядка года.

Тип  $\delta$  Cep (*классические цефеиды*). Это радиально пульсирующие переменные высокой светимости (классы светимости Iв - II) с периодами от  $1^{\text{d}}$  до  $135^{\text{d}}$  и амплитудами от нескольких сотых до  $2^{\text{m}}$  (в полосе *V*). Спектральные классы в максимуме блеска *F*, в минимуме *G-K*, причем тем более поздний, чем больше период изменения блеска. Это сравнительно молодые объекты, располагающиеся после ухода с главной последовательности в полосу неустойчивости на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, показанной на рис.5-6 тонкими наклонными прямыми. Переменные этого типа подчиняются известной зависимости период-светимость. Выделяются подтипы переменных по виду кривой блеска. Это  $\delta$  Cep(S) - переменные типа  $\delta$  Цефея с амплитудами

меньше  $0.5^m$  (V) ( $0^m.7$  в полосе В) и почти симметричными кривыми блеска, периоды их не превышают  $7^d$ . Возможно, что эти звёзды пульсируют в первом обертоне и/или впервые проходят полосу нестабильности после ухода с главной последовательности. Другой подтип -  $\delta$  Cep(B). Они характеризуются наличием двух или нескольких одновременно действующих мод пульсаций (обычно основного тона с периодами  $P_0$  и первого обертона с периодом  $P_1$ ). Периоды  $P_0$  заключены в пределах от  $2^d$  до  $7^d$ .

Тип  $\delta$  Sct. Это пульсирующие переменные спектральных классов A0-F5 III-IV с амплитудами изменения блеска от  $0^m.003$  до  $0^m.9$  (в полосе V) ( в основном несколько сотых звёздной величины) и периодами от  $0^d.01$  до  $0^d.2$ . Форма кривой блеска, период и амплитуда обычно сильно меняются. Наблюдаются как радиальные, так и нерадиальные пульсации. У некоторых звёзд этого типа переменность наступает спорадически и иногда полностью прекращается. Выделяется малоамплитудная группа переменных типа  $\delta$  Щита. Большинство представителей этого подтипа являются звездами V класса светимости и, как правило, именно такие объекты встречаются в рассеянных звёздных скоплениях.

Тип  $\alpha$  Cet (Миры Кита, *мириды*). Это долгопериодические переменные гиганты с характерными эмиссионными спектрами поздних классов Me, Ce, Se. Они имеют амплитуды изменения блеска от  $2^m.5$  до  $11^m$  (V), изменения происходят с хорошо выраженной периодичностью и периодами, заключенными в пределах от  $80^d$  до  $1000^d$ . Инфракрасные амплитуды изменения блеска невелики. Так, например, в полосе K они обычно не превышают  $0^m.9$ . Период колебаний блеска Мирид растёт с уменьшением возраста: наименьшие периоды характерны для звёзд гало и шаровых скоплений, а для мирид, принадлежащих диску Галактики, периоды колебаний блеска больше.

Тип RR Lyr (*лириды*). Это радиально пульсирующие гиганты спектральных классов A-F с периодами, заключенными в пределах от  $0^d.2$  до



$1^d.2$ , и амплитудами изменения блеска от  $0^m.2$  до  $2^m$  (V). Известны случаи переменности как формы кривой блеска, так и периода. Если эти изменения периодичны, они называются эффектом Блажко. В большинстве случаев переменные звёзды этого типа относятся к сферической составляющей Галактики, встречаются (иногда в большом количестве) во многих шаровых скоплениях (пульсирующие звёзды горизонтальной ветви). Эти переменные разделяются на следующие подтипы. *RRb* - переменные типа *RR* Лиры, характеризующиеся наличием двух одновременно действующих мод пульсации - основного тона с периодом  $P_0$  и первого обертона, с периодом  $P_1$ . Отношение  $P_1/P_0 = 0.745$ . *RRab* - это переменные типа *RR* Лиры с асимметричной кривой блеска (крутой восходящей ветвью), периодами от  $0^d.3$  до  $1^d.2$  и амплитудами от  $0^m.5$  до  $2^m$  (в полосе V). *RRc* - переменные *RR* Лиры с почти симметричными, иногда синусоидальными, кривыми блеска с периодами от  $0^d.2$  до  $0^d.5$  и амплитудами, не превышающими  $0^m.8$ .

Тип *RV Tau*. Это радиально пульсирующие сверхгиганты спектральных классов *F-G* в максимуме и *K-M* в минимуме блеска. Кривые их блеска характеризуются наличием двойных волн с чередующимися главными и вторичными минимумами, глубина которых может меняться так, что главные минимумы могут превращаться во вторичные и наоборот; полная амплитуда изменений блеска может достигать  $3^m - 4^m$ (V). Периоды между двумя соседними главными минимумами являются формальными и заключены в пределах от  $30^d$  до  $1500^d$ .

Тип *SR*. Это полуправильные переменные гиганты или сверхгиганты промежуточных и поздних спектральных классов, обладающих заметной периодичностью изменений блеска, сопровождаемой или временами нарушаемой различными неправильностями. Периоды изменений блеска заключены в пределах от  $20^d$  до  $2000^d$  и больше, формы кривых изменения блеска разнообразны и переменны, амплитуды от нескольких сотых до нескольких звёздных величин.

Тип *SX Phe*. Это пульсирующие субкарлики сферической составляющей или старой составляющей диска Галактики спектральных классов *A2-F5*; у этих объектов может одновременно наблюдаться несколько периодов колебаний, от  $0^d.04$  до  $0^d.08$  с переменной амплитудой изменения блеска, которая может достигать  $0^m.7$  в полосе V. Встречаются в шаровых скоплениях.

Тип *W Vir*. Это пульсирующие переменные - гиганты сферической составляющей или старой составляющей диска Галактики с периодами приблизительно от  $0.8^d$  до  $35^d$  и амплитудами от  $0^m.3$  до  $1^m.2$ . Эти звёзды находятся на эволюционной стадии перехода от асимптотической ветви гигантов к стадии планетарной туманности. Они характеризуются зависимостью период-светимость, отличаются от аналогичной зависимости для переменных типа  $\delta$  Цефея. При одинаковом периоде переменные типа W Девы на  $0^m.7-2^m$  слабее переменных типа  $\delta$  Цефея. Кривые блеска переменных типа W Девы отличаются от кривых блеска переменных типа Дельта Цефея соответствующих периодов либо амплитудой, либо наличием горбов на нисходящей ветви, перерастающих иногда в широкий плоский максимум. Встречаются они в старых шаровых скоплениях и на высоких галактических широтах. Переменные типа W Девы с периодами меньше  $8^d$  называют переменными типа BL Her.

Тип *ZZ Kuma (ZZ Cet)*. Это нерадиально пульсирующие переменные белые карлики, и периоды и амплитуды изменения блеска очень малы: периоды от 30 секунд до 25 минут, амплитуды от  $0^m.001$  до  $0^m.2$ .

Типы *T Тельца* и *UV Kuma (T Tau, UV Cet)*. Эти звёзды являются вспыхивающими звездами и находятся на эволюционной стадии до главной последовательности. Обычно они показывают приблизительно постоянный блеск, однако временами их светимость резко возрастает (на несколько звёздных величин) на временах от долей суток до нескольких суток. Звёзды *T Тельца* в процессе эволюции, подходя к ГП, становятся звездами типа *UV*

*Кита.* Звёзды *T Тельца* - наиболее молодые из объектов, заслуживающих название звёзд.

Как можно заметить из вышеизложенного, тип переменности часто коррелирует с возрастом, светимостью и химическим составом звёзд, а также с их кинематическими характеристиками, прежде всего – со средними пространственными скоростями. Это обстоятельство часто используется в звёздной астрономии для определения истории звездообразования в далеких звёздных системах, поскольку по типу переменности легко определить класс объектов и, следовательно, их перечисленные выше физические параметры.

## Лекция 6. Поглощение света в Галактике

### §6.1 Полное и селективное поглощение света

Еще в первой трети XX-го века существовало убеждение, что межзвёздное пространство, за исключением тех мест, где имеются темные облака, практически прозрачно для излучения. Однако постепенно накапливались факты, что в любом направлении Галактики имеется поглощающая или рассеивающая свет материя. Наличие избирательного - зависящего от частоты рассеиваемого света - покраснения звёзд позволяет обнаружить поглощение путём изучения показателей цвета звёзд. Избирательное (иначе – *селективное*) поглощение изменяет показатели цвета звёзд в любой фотометрической системе, и вызывает рассогласование наблюдаемого показателя цвета и нормального (истинного) показателя, соответствующего наблюдаемому спектральному классу звезды. Различие между наблюдаемым и истинным показателем цвета называется *избытком цвета* и обычно обозначается буквой «E» перед обозначением показателя цвета, например:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0. \quad (6-1)$$

Иногда для избытка цвета используется старое обозначение *CE* от английского *color excess*. Метод изучения селективного поглощения состоит в выявлении избытков цвета и в изучении их изменений с расстоянием от Солнца. Селективность поглощения проявляется при сравнении излучения от звезды на двух длинах волн (точнее – интервалах длин волн, вследствие неравенства нулю ширины полос пропускания любой фотометрической системы). Поглощение света на данной длине волны (середины спектрального интервала) называют *полным поглощением света* для излучения с длиной волны  $\lambda$ . Так, в выражении:

$$M_V = V + 5 - 5 \log r - A_V(r), \quad (6-2)$$

величина  $A_V(r)$  есть полное поглощение света в полосе  $V$  системы  $UBV$  на расстоянии  $r$  от наблюдателя.

Возьмем две звезды в точности одного спектрального класса и класса светимости и измерим зависимость потока излучения от длины волны у каждой из звёзд. Определим для таких двух звёзд разности монохроматических звёздных величин  $\Delta m(\lambda)$ , соответствующих различным длинам волн. Приближенная теория рассеяния света на мелких сферических частицах говорит, что разность  $\Delta m$  должна быть пропорциональна  $\lambda^{-1}$ , и в координатах  $\Delta m$  и  $\lambda^{-1}$  должна появиться прямая линия. Наблюдения действительно дают зависимость, близкую к прямой линии, для оптического интервала длин волн. Таким образом, можно считать приблизительно выполняющимся закон для поглощения на единицу расстояния до звезды:

$$a \propto \lambda^{-1}. \quad (6-3)$$

В этом случае, например, для полосы  $V$  получаем:

$$A(\lambda_V) = V - V_0 \propto \lambda_V^{-1}, \quad (6-4)$$

а для двух полос (селективного поглощения) имеем:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 \propto \lambda_B^{-1} - \lambda_V^{-1}, \quad (6-5)$$

где первая скобка есть наблюдаемый показатель цвета, включающий межзвёздное покраснение, а вторая – нормальный показатель цвета. Разделим выражение (6-4) на (6-5), получая в результате выражение *отношения полного поглощения к селективному*:

$$R = \frac{A_V}{E(B - V)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_V - \lambda_B}, \quad (6-6)$$

и используя значения центральных длин волн полос  $B$  и  $V$  из табл.2-1, получаем  $R = 4.0$ . Аналогично можно оценить величину  $R$  для любых значений длин волн, т.е. для любых полос любых фотометрических систем.

Величина отношения полного поглощения к селективному  $R$  является одной из важнейших величин в звёздной астрономии, так как позволяет по определяемому из наблюдений избытку цвета получить полное поглощение света и, таким образом, исправить видимые звёздные величины или видимые модули расстояний за влияние межзвёздного покраснения. Полученное выше значение  $R$  является приблизительным, поскольку, во-первых, линейность связи между  $\Delta m$  и  $\lambda^{-1}$  даже для оптического интервала длин волн выполняется неточно и, во-вторых, полосы фотометрических систем нельзя считать монохроматическими. Для более точного определения отношения полного поглощения к селективному для данной длины волны используется *кривая экстинкции* – точная зависимость поглощения света от длины волны. Чтобы полностью характеризовать зависимость поглощения от длины волны, определяется точная зависимость по результатам наблюдений в широком интервале длин волн. Первым по спектрофотометрическим измерениям пар звёзд (только для оптического интервала длин волн) эту кривую построил Трюмплер в 1930 году. На рис. 6-1 показана эта кривая по современным данным, взятая из работы Фитцджеральда, причем это средняя кривая,

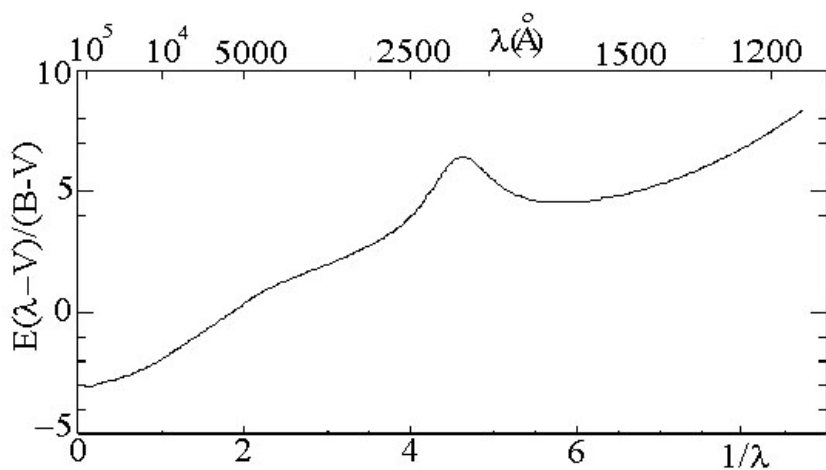


Рис.6-1

построенная по наблюдениям многих звёзд. По оси ординат отложены отношения избытков цвета  $E(\lambda - V)/E(B - V)$ . Как мы видели выше, избытки цвета прямо связаны с поглощением света, при

этом отношения избытков широко используются для вычисления поглощения в разных полосах спектра. Из рисунка видно, что в оптической области спектра зависимость поглощения от обратной длины волны действительно близка к линейной. Самое важное – поглощение света невелико в инфракрасной области

спектра, но увеличивается при переходе от красной в синюю и ультрафиолетовую область. Именно поэтому свет звезды «краснеет», испытывая межзвёздное поглощение. Такая зависимость поглощения от длины волны приводит к тому, что наша Галактика наиболее прозрачна в ИК-лучах, что важно при исследованиях плоскости Галактики, к которой концентрируется поглощающая материя. В качестве наглядного примера можно привести область современного звёздообразования около звезды  $\rho$  *Oph*, в которой поглощение света составляет от  $50^m$  до  $106^m$ , однако в ИК-лучах удается провести фотометрию отдельных звёзд.

Практические определения отношения  $R = A_V / E(B - V)$  для реального закона экстинкции с учетом ненулевой ширины полос реакции приводит к меньшему значению величины  $R$ , чем мы оценили выше. Более того, это значение получается несколько зависящим как от спектрального класса, так и от избытка цвета. Для практического использования можно взять среднее значение  $R = 3.2$  или более точное, которое дает следующее выражение, полученное по данным, собранным в монографии Страйжиса “Многоцветная фотометрия звёзд”:

$$R_V = A_V / E(B - V) = 3.34 + 0.19 \cdot (B - V)_0 + [0.025 + 0.017 \cdot E(B - V)] \cdot E(B - V). \quad (6 - 8)$$

К сожалению, приведенная на рис. 6-1 кривая применима не ко всему небу. В некоторых областях неба наблюдаются существенные отличия от «нормального» закона экстинкции. На рис. 6-2 показаны кривые экстинкции из работы Фитцджеральда, полученные по 80 звездам в разных направлениях для голубой и ультрафиолетовой областей спектра, где различия в законах экстинкции наиболее велики. Величины  $R_V$  для отдельных областей неба, например для области туманности Ориона, имеют значения от 2 до 5. Однако сильные отклонения от среднего закона экстинкции встречаются только в ограниченных областях неба, так что обычно на практике используют один закон экстинкции для всех областей неба. И только в некоторых случаях, когда требуется высокая точность учета поглощения, например при исследовании

областей современного звёздообразования, величину отношения полного поглощения к селективному определяют специально для данной области.

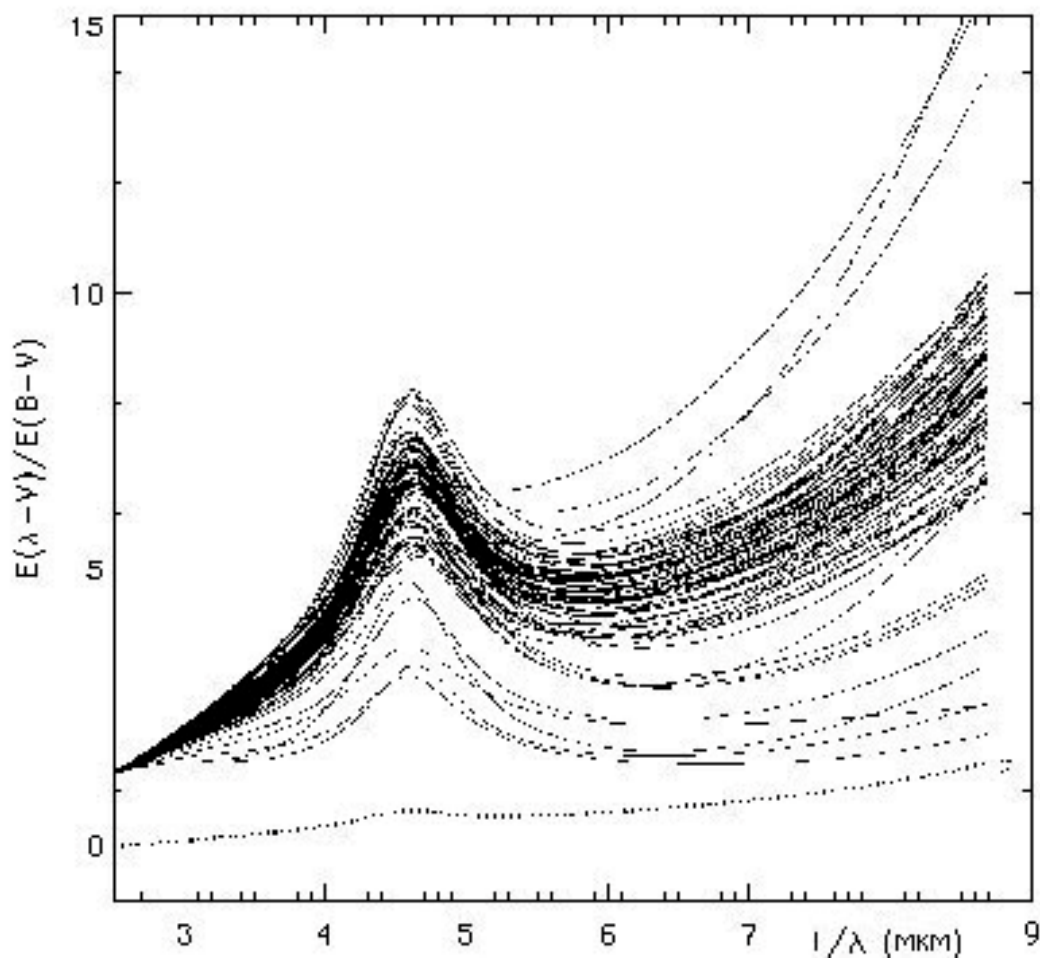


Рис.6-2

### §6.2 Определение избытка цвета в системе *UBV*

Мы уже знаем один способ определения избытков цвета — с использованием нормальных цветов звёзд. Покажем на примере системы *UBV* методику более точного определения избытков цвета у отдельных звёзд.

Для определения избытка цвета можно использовать так называемую двухцветную диаграмму, где по осям откладываются разные показатели цвета. В системе *UBV* определяются два показателя цвета,  $(B-V)$  и  $(U-B)$ , так что двухцветная диаграмма одна. В других фотометрических системах таких диаграмм может быть больше из-за большего в них числа полос (например, в



Вильнюсской). Звёзды, не испытывающие межзвёздного покраснения, располагаются на двухцветной диаграмме вдоль определенной последовательности, называемой *последовательностью непокрасневших звёзд*. Межзвёздное покраснение изменяет положение звезды на диаграмме, при этом смещение происходит вдоль так называемой *линии нарастающего покраснения*, которая, в первом приближении для не очень больших покраснений, может считаться прямой линией. Последовательность непокрасневших звёзд и линия нарастающего покраснения для системы  $UBV$  приведены на рис. 6-3. Линия нарастающего покраснения имеет коэффициент наклона очевидно равный отношению избытков цвета  $E(U - B)/E(B - V)$  и в

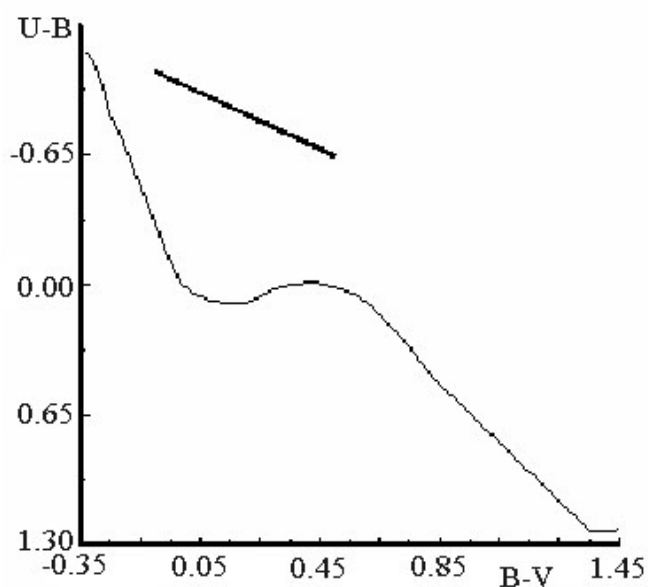


Рис.6-3

первом приближении величина этого отношения равна 0.72. При увеличении покраснения звезда сдвигается вдоль линии нарастающего покраснения вправо и вниз, что как раз и соответствует увеличению показателей цвета. Сдвигая звёзду вдоль линии нарастающего покраснения влево и вверх до точки пересечения линии нарастающего покраснения

с последовательностью непокрасневших звёзд, мы получаем исправленные за межзвёздное покраснение значения показателей цвета  $(B-V)_0$  и  $(U-B)_0$ .

Изложенный выше метод является приближенным по нескольким причинам. Во-первых, положение и форма последовательности непокрасневших звёзд зависит от светимости звёзд - она своя для каждого класса светимости. Также существенна зависимость положения последовательности непокрасневших звёзд от содержания металлов, что является проявлением эффекта бланкетирования - влияния линий и полос поглощения на распределение энергии в спектре звезды. Кроме того, для

сильных покраснений линия нарастающего покраснения не является прямой линией, и требуется более точное выражение для отношения избытков цвета, например:

$$E(U - B) / E(B - V) = 0.72 + 0.05 \cdot E(B - V). \quad (6 - 9)$$

Отметим, что степень отклонения положения исследуемой звезды от линии непоокрасневших звёзд на двухцветной диаграмме вдоль оси  $(U - B)$  служит индексом металличности, с помощью которого можно определять величины  $[Fe/H]$  для некоторых классов звёзд исключительно по данным фотометрии (но при этом должна быть учтена величина межзвёздного покраснения).

### ***§6.3 Модель видимого распределения поглощающей материи***

Рассмотрим простую модель распределения поглощающей материи в Галактике, следуя работе Паренаго, проделанной в 1940 году. Данные известных к тому времени звёздных подсчётов говорили, что изменение звёздной плотности по  $z$ -координате в окрестностях Солнца хорошо представляется барометрической формулой:

$$D(z) = D(0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{\beta}\right), \quad (6 - 10)$$

где  $\beta$  – масштабный параметр, равный высоте, на которой плотность звёзд уменьшается в  $e$  раз. Этот закон можно принять и для распределения поглощающей материи, пренебрегая при этом зависимостью ширины слоя от галактоцентрического расстояния. Так как коэффициент поглощения пропорционален плотности поглощающего вещества, а поглощение на единице длины пропорционально коэффициенту поглощения, то для поглощения на единицу длины  $a$  при сделанных предположениях следует принять выражение:

$$a(z) = a_0 \cdot \exp\left(-\frac{z}{\beta}\right). \quad (6 - 11)$$

Разобьем поглощающий слой на тонкие слои так, что внутри каждого слоя плотность, а значит и  $a(z)$ , можно считать постоянными. Поглощение света на пути  $dr$  будет:

$$dA(r) = a(z)dr. \quad (6 - 12)$$

Подставляя в эту формулу выражение для  $a(z)$  (6-11), заменяя  $z$  на  $r \sin b$  и интегрируя по расстояниям, получим выражение для полного поглощения света на пути от наблюдателя до точки, находящейся на расстоянии  $r$  и имеющей галактическую широту  $b$ :

$$A(r, b) = \frac{a_0 \beta}{\sin b} \left( 1 - \exp\left(-\frac{r \sin b}{\beta}\right) \right). \quad (6 - 13)$$

Легко установить смысл постоянных  $a_0$  и  $\beta$ , входящих в эту формулу. Положим  $b = 0^\circ$ . Тогда, раскрывая неопределенность, получим:

$$A(r, 0) = a_0 r. \quad (6 - 14)$$

Следовательно,  $a_0$  есть поглощение на единицу длины строго в галактической плоскости. Положим теперь  $b = 90^\circ, r = \infty$ . Получаем:

$$A(\infty, 90^\circ) = a_0 \beta. \quad (6 - 15)$$

В левой части полученного выражения находится полное поглощение света в направлении на полюс Галактики, а величина  $\beta$  получает смысл полутолщины слоя поглощающей материи (часто ее называют «шкала высоты»). Величина полного поглощения света в направлении полюса Галактики очень важна для внегалактической астрономии, и равна приблизительно  $0^m.05$ .

Параметры  $a_0$  и  $\beta$  модели Паренаго (6-13) определялись неоднократно. В частности, Локтин и др. (2001) получил по избыткам цвета  $E(B-V)$  2100 звёзд спектральных классов O и B и 425 рассеянных звёздных скоплений следующие оценки:  $a_{0V} = 1^m.19 \pm 0.12 \text{ кпк}^{-1}$ ,  $\beta = 89 \pm 20 \text{ пк}$ . Отсюда можно сделать вывод, что поглощающая свет материя в Галактике сосредоточена в очень тонком слое вблизи плоскости симметрии Галактики. Насколько тонок этот слой может показать сравнение величины 89 пк с приблизительным значением радиуса

диска Галактики – порядка 15000 пк, так что отношение ширины слоя к размеру галактического диска оказывается величиной порядка 0.006.

К сожалению, модели, подобные показанной выше модели Паренаго, оказываются на практике очень приблизительными. Прежде всего, далеким от реальности оказывается предположение об однородности распределения поглощающей материи, которая оказывается в основном сконцентрированной в газопылевых комплексах. В результате даже на расстояниях от Солнца до 500 пк вблизи плоскости Галактики встречаются области, для которых полное поглощение  $A_V$  составляет более  $1^m$ , но в других направлениях в плоскости Галактики мы встречаем области (так называемые *окна прозрачности*), где такая величина не достигается и на расстояниях порядка 3 кпк от Солнца. Однако, за неимением лучшего, модели типа модели Паренаго широко использовались для областей вне галактической плоскости в случаях, когда не имелось более точных методов определения величин поглощения света – для некоторых типов звёзд, расположенных на больших галактических широтах. Но особенно широко модель и сейчас используется при исследовании других галактик, для которых невозможно применить известные методы определения избытков цвета.

#### ***§6.4 Поглощающая материя в нашей Галактике***

Темные туманности, состоящие из поглощающей свет материи, хорошо видны на изображениях звёздных полей как области с явно пониженной звёздной плотностью. То, каким образом поглощающая материя распределена в нашей Галактике, можно исследовать многими способами. Рассмотрим один из них, предложенный еще в начале XX-го века немецким астрономом Вольфом и рассчитанный на исследование отдельных темных туманностей. Этот метод применим тогда, когда у нас есть уверенность, что в данной области неба действительно существует темная туманность. Он состоит в следующем.

Производится подсчёт звёзд в области предполагаемой темной туманности, а также в соседней области, в которой нет темных туманностей. Подсчёт звёзд дает так называемую функцию блеска – распределение звёзд по видимым звёздным величинам. Результаты подсчётов в двух областях наносятся на график, схематически показанный на рис.6-4. Здесь  $N(m)$  есть функция блеска в направлении, свободном от темных облаков, а  $N'(m)$  – функция блеска в области темного облака. Предположим временно, что звёзды имеют одинаковую абсолютную звёздную величину. В этом случае обе кривые будут одинаковы до звёздной величины  $m_0$ , соответствующей тому расстоянию, на котором начинается темная туманность. С этой точки кривая чисел звёзд в

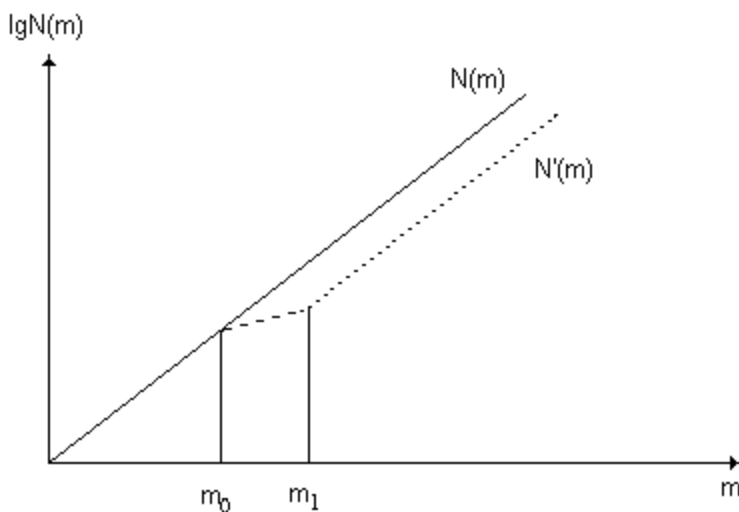


Рис.6-4

области темной туманности будет уклоняться вниз от кривой «чистой области». От значения  $m_1$ , соответствующего концу туманности, обе кривые пойдут параллельно – кривые будут отличаться только сдвигом вдоль оси абсцисс на величину поглощения света в

туманности. Если луч зрения встретит еще одну туманность, на кривых будет еще один подобный излом. Этот метод, уточненный в смысле учета неодинаковости абсолютных величин звёзд, применяется в настоящее время для построения карт распределения поглощающей материи в Млечном Пути, чему способствует создание таких звёздных каталогов, как USNO, который содержит низкоточную фотометрию сотен миллионов звёзд всего неба.

Другим способом распределения поглощающей материи в Галактике является определение избытков цвета, а значит и полных поглощений для большого числа звёзд и определения расстояний до них. В этом случае мы получаем реальную трехмерную картину распределения поглощающей

материи. Пример такой карты, построенной для плоскости Галактики, показан на рис. 6-5. На рисунке Солнце в центре, а направление на центр Галактики – вниз. Разной интенсивностью серого выделены области с различным поглощением на единицу расстояния (на 1 кпк). Области, в которых поглощение велико, практически полностью закрывают от нас некоторые направления в Галактике. Однако на рисунке видны и направления, в которых поглощение света невелико – окна прозрачности. Отметим еще раз, что эта картина верна для оптической области излучения, в инфракрасной области поглощение света существенно меньше. Именно эта спектральная область очень перспективна для исследования структуры Галактики.

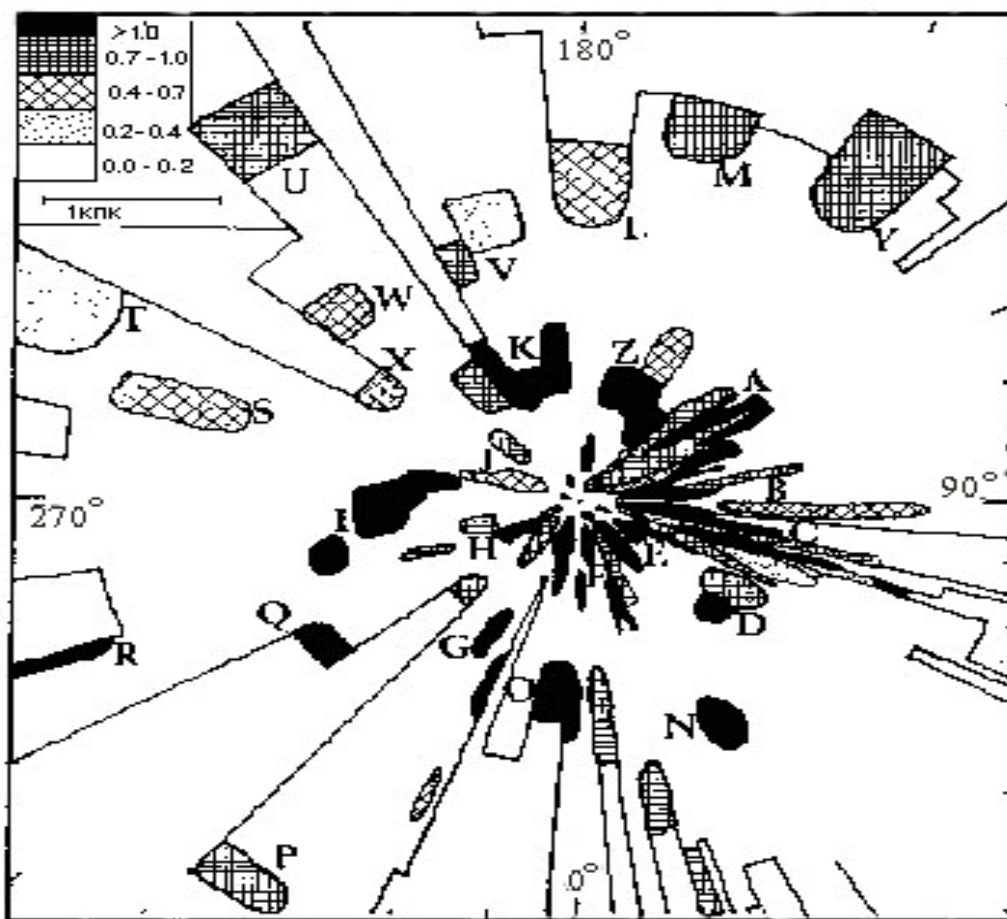


Рис.6-5

Еще один способ понять, как поглощающая материя распределена в нашей Галактике – аналогии с другими галактиками. Метод аналогии позволяет, по крайней мере, уяснить, чего можно ожидать в нашей Галактике. Так, на изображениях близких спиральных галактик, таких как известная

спираль в Гончих Псах M51, хорошо видно, что темная материя сконцентрирована вдоль внутренних краев спиральных ветвей. Существует достаточно правдоподобная гипотеза, объясняющая такое поведение темного вещества в спиральных галактиках. Согласно этой гипотезе, пыль, порождаемая звездами, разрушается излучением молодых горячих массивных звёзд, концентрирующихся к спиральным рукавам. Так как спиральные ветви представляют собой волны, бегущие по галактическому диску, распределение пылевой материи следует форме этой волны. Плотность пыли в данном месте диска уменьшается при прохождении спиральной волны, затем восстанавливается созданием пыли звездами и вновь уменьшается при следующем прохождении волны.

Как видно из рис. 6-5, данные о нашей Галактике пока недостаточны, чтобы подтвердить, или опровергнуть такого типа гипотезы. Однако построение трехмерных карт распределения поглощения света позволяет с хорошей точностью учитывать поглощение света во внегалактических исследованиях.

## Лекция 7. Рассеянные звёздные скопления и звёздные ассоциации

### *§7.1 Общие характеристики рассеянных скоплений*

Принято считать, что во Вселенной существует иерархия звёздных группировок. Согласно характерному количеству звёзд, входящих в группировку, можно построить такой ряд: одиночная звезда - двойная звезда - кратная система - рассеянное звёздное скопление - звёздная ассоциация - шаровое скопление - галактика - группа галактик - скопление галактик - сверхскопление галактик.

Рассеянные звёздные скопления (далее РЗС) – объекты весьма характерные для нашей Галактики. Всем известны примеры рассеянных скоплений, яркие звёзды которых видимы невооруженным глазом – Гиады и Плеяды. Скопление Ясли в созвездии Рака видно в сильный бинокль. В настоящее время в Галактике выделено несколько более 1700 объектов этого класса, а всего в Галактике может быть до  $10^5$  рассеянных скоплений, что легко оценить по отношению наблюдаемого объема Галактики к полному ее объему. На  $1 \text{ кпк}^2$  поверхности диска Галактики приходится в среднем 114 рассеянных скоплений. Крупные рассеянные скопления, содержащие звёзды большой светимости, видны также в Магеллановых Облаках и Туманности Андромеды. Дать определение рассеянному скоплению очень трудно, так как звёздные скопления этого типа очень разнообразны. Мы будем считать, что рассеянное скопление - это группа звёзд, родившихся в течение одного акта звездообразования в ограниченном объеме пространства. При этом рассеянные скопления содержат от нескольких десятков до нескольких тысяч звёзд.

Данные о рассеянных звёздных скоплениях, как и о других космических объектах, собираются в каталогах. Самым обширным из них является каталог (вышло несколько изданий) шведского астронома Линга, последняя версия которого появилась в 1987г. Этот каталог содержит общие данные



(координаты, расстояния от Солнца, лучевые скорости и т.д.), собранные из научной литературы. При этом более-менее изученных скоплений, для которых определены, по крайней мере, избытки цвета и модули расстояний, менее пятисот. В Астрономической обсерватории УрГУ создан однородный каталог параметров рассеянных скоплений, содержащий оценки избытков цвета, расстояний и возрастов для 425 скоплений (А. Локтин и др., 2001). Данные об отдельных скоплениях можно найти в базе данных WEBDA, созданной в Лозаннском университете под руководством Мермийо. В последние годы сбором опубликованных данных о РЗС и выпуском все новых версий сводного каталога занимается группа бразильских астрономов (Диас и др.)

Отметим, что названия рассеянных скоплений формировались на протяжении всего XX-го века. Несколько близких скоплений имеют исторические собственные имена: Гиады, Плеяды, Ясли, южное скопление «Шкатулка с сокровищами» - NGC 4755. Часть скоплений имеет номера NGC. Скопления, не вошедшие в свое время в каталог NGC, носят либо название из более поздних каталогов, либо называются по фамилиям открывших их исследователей. Чаще всего в современных каталогах можно встретить названия, начинающиеся с Tr (Трюмплер), Ru (Руппрехт), Cr (Коллиндер), Mel (Мелотт). Для некоторых скоплений привычными стали номера из каталога Мессье, например  $M67 \equiv NGC 2682$  – одно из старейших среди наблюдаемых рассеянных звёздных скоплений Галактики.

Как выглядят изображения рассеянных скоплений можно увидеть на многочисленных изображениях в Интернете. Структуру РЗС изучают с помощью звёздных подсчётов, которые помогают оценить точные координаты центра скопления, число звёзд до предельной величины изображения и радиальное изменение звёздной плотности, спроектированной на картинную плоскость. Для получения координат центра скопления область наибольшей звёздной плотности (ядро скопления) разбивают на полосы равной толщины, подсчитывая сначала распределение звёздной плотности вдоль одной координаты, например – прямого восхождения, затем вдоль другой.

Максимумы распределения дают координаты центра скопления. Затем концентрическими окружностями с равными приращениями радиуса и центрами в центре скопления разбивают плоскость изображения на концентрические зоны, которые, в свою очередь прямыми, проходящими через центр скопления, область разбивают на сектора, обычно на 12 секторов. В получающихся сегментах подсчитывают численности звёзд, которые затем приводят к площади единичной величины. Усредняя плотности звёзд, отнесенные к единичной площади, в области одного кольца, строят зависимость звёздной плотности от углового расстояния от центра скопления.

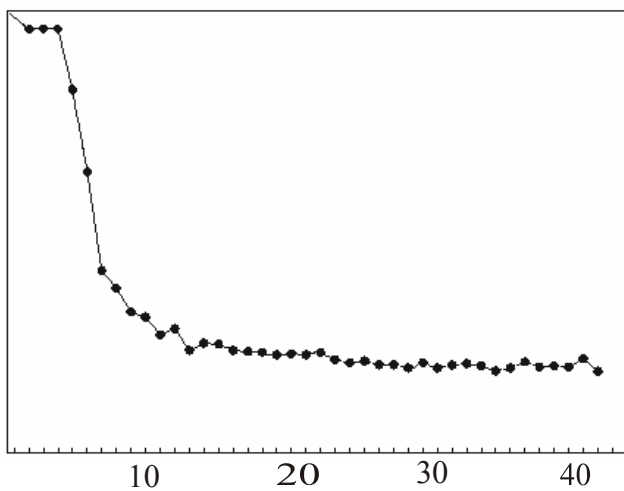


Рис. 7-1

На рис. 7-1 показаны результаты звёздных подсчётов в поле скопления NGC 188, выполненные по данным каталога USNO-A1. В качестве значений абсциссы использованы номера зон (колец), на которые разбита область скопления концентрическими окружностями. На рисунке хорошо

видно, что звёздная плотность, высокая в центральной области скопления, сначала быстро падает, а затем медленно убывает, пока не становится неотличимой от плотности окружающего скопление звёздного фона. Область высокой звёздной плотности (на рисунке – приблизительно до 11 – 13 зоны) называется *ядром скопления*, область низкой и медленно убывающей плотности (приблизительно до 23 – 24 зоны) называется *короной скопления*. Короны скоплений хорошо выделяются только у богатых звездами скоплений, у бедных они замываются флуктуациями плотности звёзд фона.

По современным данным, полученным группой индийских астрономов под руководством Сагара, РЗС в среднем имеют радиусы ядер  $\approx 1.3$  пк, а радиусы корон  $\approx 5.6$  пк при, естественно, большом разбросе этих величин от скопления к скоплению. Поверхностная (спроектированная на картинную

плоскость) звёздная плотность в ядрах скоплений в среднем равна  $\approx 15.4$  звезды на  $\text{пк}^2$ , а в коронах –  $\approx 1.6$  звезды на  $\text{пк}^2$ . Богатое рассеянное скопление М 67, по подсчётам Локтина, имеет радиус ядра 2.3  $\text{пк}$ , а радиус короны - около 15  $\text{пк}$ .

Несколько слов следует сказать о классификации рассеянных звёздных скоплений. Различными исследователями было создано несколько систем классификации этих объектов. Однако, так как классификация во всех системах существенно зависела от проникающей способности приборов, с помощью которых исследовались скопления, большинство систем не нашли широкого применения. Фактически к настоящему времени используется только так называемая вторая классификация Трюмплера, в которой скопления разделены по внешнему виду их изображений с использованием трех признаков. Первый признак отражает степень сконцентрированности скоплений и выражается римскими цифрами: I – сильная концентрация звёзд к центру скопления, II – слабая концентрация, III – концентрация практически не заметна, IV – скопление похоже на небольшое сгущение звёзд фона. Вторым признаком кодируется арабскими цифрами: 1 – большинство звёзд имеет близкий блеск, 2 – наблюдается средний разброс звёздных величин, 3 – встречаются как яркие, так и слабые звёзды. Третий признак вводится малыми латинскими буквами: бедные звёздами скопления с числом звёзд менее 50 обозначаются буквой *p* (от английского *poor* – бедный), умеренно богатые с числом звёзд от 50 до 100 – буквой *m* (*middle* – средний), богатые с числом звёзд более 100 – буквой *r* (*rich* – богатый). Эта классификация приведена в карточном библиографическом каталоге Руппрехта и др.. В этой системе Плеяды относятся к классу II3r, а Ясли к классу I2r.

### ***§7.2 Определение избытков цвета, расстояний и возрастов рассеянных скоплений***

Наибольший объем информации о рассеянных звёздных скоплениях получают из данных звёздной фотометрии. Поэтому рассмотрим

последовательно определение основных параметров скоплений этого типа – избытков цвета, расстояний и возрастов – на примере фотометрической системы UBV.

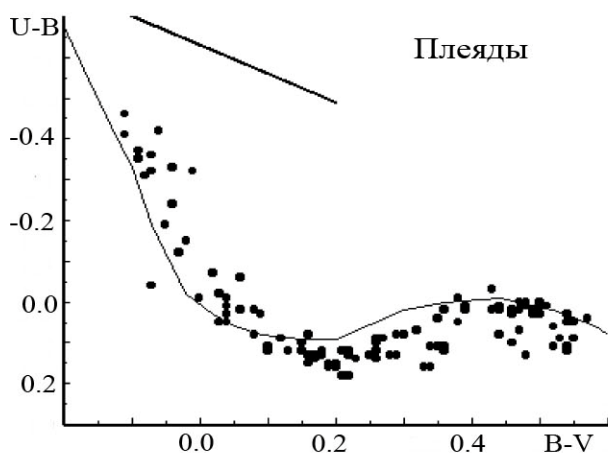


Рис 7-2

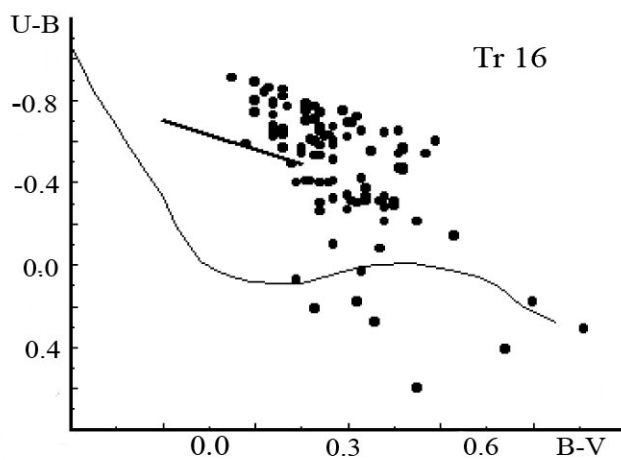


Рис. 7-3

Основным способом определения избытков цвета является использование двухцветных диаграмм. На рис. 7-2 показана двухцветная диаграмма Плеяд, построенная по наблюдаемым показателям цвета звёзд, и последовательность непокрасневших звёзд (сплошная кривая). Показана также линия нарастающего покраснения. Обычно избыток цвета для рассеянного скопления в целом определяется как сдвиг влево и вверх всей диаграммы скопления вдоль линии нарастающего покраснения до наилучшего совпадения последовательности скопления с последовательностью непокрасневших звёзд. Для многих РЗС ошибка определения среднего по скоплению избытка цвета очень мала – около  $0^m.01$ . Однако бывают ситуации, когда определить избыток цвета скопления методом совмещения на двухцветной диаграмме очень сложно. Во-первых, для всех скоплений имеется трудность с отделением членов скопления от звёзд поля, на которое проецируется скопление. Во-вторых, у заметного числа скоплений покраснения для разных звёзд не равны – имеется так называемое *дифференциальное покраснение*, причем, зачастую, разброс величин покраснения от звезды к звезде бывает очень велик. На рис. 7-3 показана двухцветная диаграмма очень молодого южного рассеянного скопления Tr 16 с сильным межзвёздным дифференциальным покраснением. В этом случае средний по скоплению избыток цвета определять бессмысленно, поэтому

приходится оценивать эту величину для каждой звезды по отдельности. При этом трудности с отделением звёзд – членов скопления от звёзд галактического фона многократно увеличиваются. Отметим, что верхняя огибающая звёзд скопления на рис. 7-2 параллельна линии нарастающего покраснения. Это можно объяснить так: самые голубые звёзды скопления, а это *O*-звёзды ранних подклассов, имеют близкие истинные показатели цвета *U-B* и *B-V* и их положение на двухцветной диаграмме скопления определяется только межзвёздным покраснением, а значит - сдвигом вдоль практически одной и той же линии нарастающего покраснения.

Индивидуальные значения избытков цвета в случае не очень больших покраснений, когда можно пренебречь отличием линии нарастающего покраснения от прямой линии, в различных фотометрических системах можно определить применяя так называемый *Q*-метод, первоначально предложенный разработчиками системы *UBV* Джонсоном и Морганом именно для этой системы. Они ввели величину  $Q_{UBV} = (U - B) - K \cdot (B - V)$ , где *K* есть наклон линии покраснения – отношение избытков цвета  $E(U-B)/E(B-V)$ , равное в случае *UBV* системы 0.72. Из определения величины  $Q_{UBV}$  ясно, что она, в принятом приближении, не зависит от величины межзвёздного покраснения. Если двухцветную диаграмму поменять на диаграмму  $Q_{UBV} - (B - V)$ , то на этой диаграмме линии нарастающего покраснения будут прямыми, параллельными оси абсцисс, и определять избытки цвета существенно удобнее, чем с наклонными линиями нарастающего покраснения на двухцветной диаграмме. Однако повторим, что *Q*-методом можно пользоваться только при небольших покраснениях, когда кривизной линий нарастающего покраснения можно пренебречь. Величины *Q* используются и в других фотометрических системах. Особенно успешно они работают в Вильнюсской фотометрической системе, где большое число показателей цвета позволяет составить большое число показателей *Q*, которые используются для трехмерной спектральной классификации звёзд (определения спектрального класса, класса светимости и металличности звёзд) с использованием только фотометрических данных.

После определения среднего избытка цвета или, в случае заметного дифференциального покраснения, индивидуальных избытков для всех звёзд, и исправления показателей цвета за селективное поглощение, а величин  $V$  за полное поглощение света, как это было изложено в лекции 6, можно переходить к определению истинного модуля расстояния. Ранее для этой цели использовалось совмещение главной последовательности скопления на ГР-диаграмме с начальной главной последовательностью (НГП). Здесь используется тот факт, что звёзды скопления находятся практически на одном расстоянии от Солнца. Величина  $V - M_V^*$ , где  $M_V^*$  является абсолютной звёздной величиной точки НГП с показателем цвета, равным исправленному за покраснение показателю цвета звезды, и есть оценка модуля расстояния до данной звезды. К сожалению, для отдельных звёзд этот метод дает ненадежные результаты, так как звёзды в процессе эволюции отходят от НГП. Величину такого сдвига для отдельной звезды оценить трудно. Однако для звёзд РЗС, имеющих близкие возрасты, можно отделить далеко проэволюционировавшие звёзды от звёзд еще не отошедших от НГП, и определять модули расстояния только для последних. Обычно ГР-диаграмму скопления просто сдвигают вверх вдоль оси звёздных величин до совпадения нижней, непроэволюционировавшей части наблюдаемой ГП скопления с НГП. Величина сдвига и дает модуль расстояния скопления, из которого легко вычислить само расстояние. При этом большое значение имеет определение точного положения НГП на диаграмме  $M_V - (B-V)_0$ . Положение НГП определялось неоднократно, известны НГП Джонсона, Блаау, Эггена, Холопова и др. Подробнее о способе построения НГП по данным наблюдений и трудностях этого процесса можно ознакомиться в монографии Холопова.

Методом совмещения на ГР-диаграмме расстояния до рассеянных скоплений определялись только до тех пор, пока не появились надежные последовательности теоретических изохрон. Действительно, при применении данного метода совмещения с НГП приходится отбрасывать звезды верхней части ГП, для которых обычно измерения звёздных величин имеют наилучшую

точность. Кроме того, именно область нижней части ГП обычно сильнее загрязнена звездами галактического фона. Поэтому в настоящее время «совмещение диаграмм» проводят не с НГП, а с последовательностями теоретических изохрон, выбирая при этом изохрону, наилучшим образом соответствующую форме наблюдаемой ГП скопления. При этом возраст выбранной таким образом изохроны считается возрастом скопления, а при совмещении для получения модуля расстояния в процессе совмещения участвуют все звёзды ГП скопления, так что потери информации не происходит. Характерная величина ошибки определения модуля расстояния методом совмещения диаграмм  $\pm(0^m.1-0^m.2)$  в зависимости от длины профотометрированного участка ГП и загрязненности ГР-диаграммы скопления звездами галактического фона, а также богатства скоплений звездами.

Отметим, что для молодых РЗС, у которых часто велико дифференциальное покраснение (а метод совмещения диаграмм обладает низкой точностью из-за того, что ГП в области голубых звёзд проходит практически вертикально) для определения расстояний эффективно используется метод спектральных параллаксов.

Возможность определения как расстояний до РЗС, так и их возрастов, делает эти объекты уникальными по важности в галактической и внегалактической астрономии, особенно для проверки результатов теории звёздной эволюции. Именно по классическим цефеидам, входящим в РЗС, уточняется зависимость период-светимость этих переменных, что определяет шкалу внегалактических расстояний. Только по звездам РЗС можно определить абсолютные звёздные величины некоторых типов редких звёзд, например звёзд Вольфа-Райе, красных и голубых сверхгигантов.

Отметим еще один метод определения расстояния, пригодный для получения оценок расстояний как до рассеянных скоплений, так и до ассоциаций. Он основан на использовании отношения дисперсии лучевых скоростей и собственных движений звёзд данной группировки. Впервые его применил Странд для определения расстояния до ассоциации Ориона.

### ***§7.3 ГР-диаграмма рассеянного скопления***

Основную информацию о рассеянных звёздных скоплениях астрономы получают из фотометрии звёзд в полях скоплений. При этом главным инструментом для определения параметров скоплений, как было показано выше, и установления звёздного состава скоплений является ГР-диаграмма. Рассмотрим структуру ГР-диаграмм скоплений разного возраста.

На рис. 7-4 показана ГР-диаграмма молодого рассеянного скопления NGC 2264, имеющего возраст несколько миллионов лет. Точками на рисунке отмечены положения звёзд, сплошной линией – положение НГП, сдвинутой на величину среднего покраснения вдоль оси показателей цвета и на величину полного поглощения света и истинного модуля расстояния вдоль оси звёздных величин. На рисунке хорошо видно, что наиболее яркие звёзды скопления, расположенные в верхней части его главной последовательности, почти не отклонились от НГП, что доказывает молодость скопления. Действительно, сравнение с теоретическими изохронами дает оценку возраста этого скопления около восьми миллионов лет. В нижней части ГП звёзды еще не дошли до НГП. Показатель цвета точки, в которой звёзды подходят к главной последовательности, является мерой возраста скопления, сама точка называется *нижней точкой поворота ГП*.

Отметим, что главная последовательность скопления довольно разбросанная и не представляет собой узкую полосу. Этому есть несколько объяснений. Во-первых, на ГР-диаграмме присутствуют не только звёзды скопления, но и звёзды галактического фона, на который проецируется скопление. Во-вторых, звёзды скопления не рождаются совершенно одновременно во всем объеме скопления. Последнее приводит, для тех стадий эволюции, для которых эволюционное движение по ГР-диаграмме происходит быстро, к разбросу звёзд на диаграмме. На рис. 7-4 видно, что разброс велик у звёзд, не дошедших до ГП – именно там, где темп эволюционных изменений светимостей и показателей цвета велик. Некоторый вклад в разброс ГП дают



двойные звёзды, не разрешенные фотометрическим прибором. Сложение блеска двух звёзд приводит к сдвигу на ГР-диаграмме такого объекта вверх (в сторону больших светимостей). Так, легко подсчитать, что суммарный блеск двух звёзд одинаковой светимости сдвигает такую двойную звёзду, наблюдаемую как одиночную, на  $0^m.75$  вверх от ГП одиночных звёзд. Некоторый вклад в дисперсию ГП могут вносить различия в скоростях вращения звёзд. Вращение звёзд не только изменяет размеры звезды, но и вызывает циркуляционные движения в ее недрах, что несколько влияет на ее эволюцию. Еще больший вклад в разброс показателей цвета звёзд очень молодых звёзд вносят остатки околозвёздных протопланетных дисков, существование которых в настоящее время подтверждается инфракрасной фотометрией и спектральным анализом. Наблюдения показывают, что до половины звёзд таких молодых РЗС, как NGC2264, имеют протопланетные диски. (См., например, Маин и Нейлор, 2007).

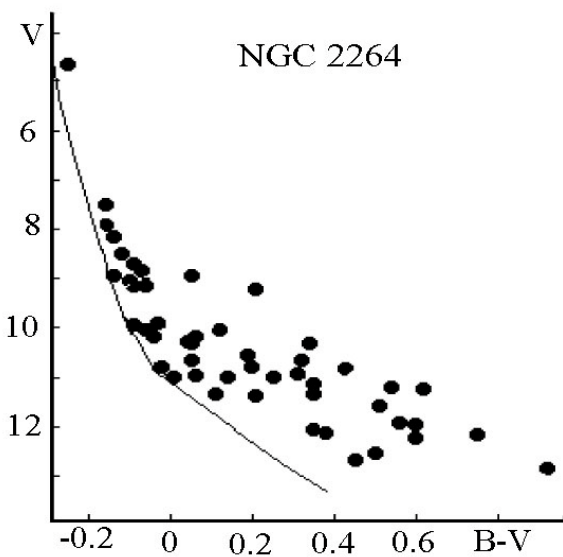


Рис. 7-4

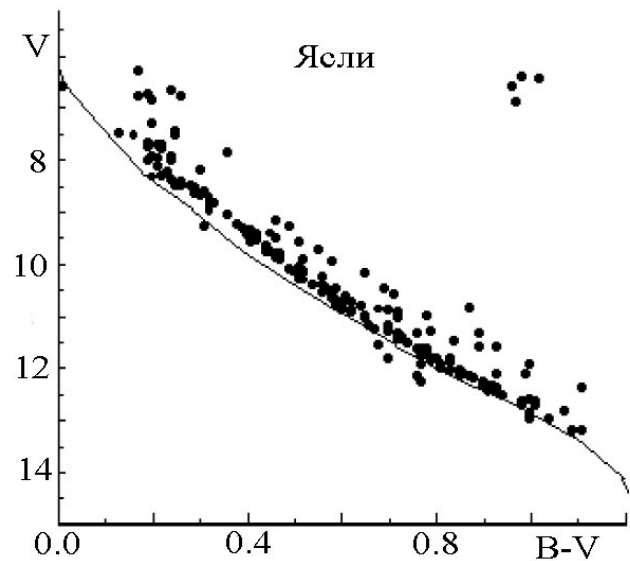


Рис. 7-5

На рис. 7-5 приведена ГР-диаграмма рассеянного скопления среднего возраста Ясли (Praesepere). Его возраст несколько меньше одного миллиарда лет. Здесь члены скопления выделены с помощью лучевых скоростей и собственных движений. Так как процедура отделения членов скопления является статистической, то некоторое количество звёзд фона все же остается в выборке, поэтому выводы о свойствах звёздного населения скопления,

основанные на положениях на ГР-диаграмме одной-двух звёзд, обычно недостоверны. На рис. 7-5 хорошо выделяется достаточно узкая главная последовательность, а вдоль нее, несколько выше, проходит заметно выделяющаяся последовательность двойных звёзд. Выделенность последовательности двойных звёзд говорит о том, что большая часть двойных имеет близкие по массе компоненты.

Верхняя часть ГП скопления явно отклоняется от НГП. Это отклонение является следствием звёздной эволюции. Именно поэтому сейчас модули расстояния скоплений определяют путем совмещения главных последовательностей скоплений с изохронами, а не с НГП. Самая «голубая» точка ГП скопления называется *точкой поворота* ГП, показатель цвета этой точки долго служил основной мерой возраста скоплений. Четыре красных гиганта скопления Ясли отделены от верхней части ГП *пробелом Герцшпрунга*. Внутри него переход звёзд от стадии ГП к стадии красного гиганта происходит очень быстро и вероятность заметить звезду на этой стадии крайне мала. Как показал в конце 60-х годов прошлого века А.Василевский (УрГУ), расстояние от точки поворота ГП до начала ветви гигантов также является хорошей мерой возраста для не очень старых скоплений. Начало ветви красных гигантов отчетливо выделяется на диаграммах цвет-светимость у РЗС, поскольку именно сюда попадают еще и более проэволюционировавшие звёзды, у которых в ядре уже загорелся гелий (т.е. звёзды горизонтальной ветви с массами больше солнечной), образуя так называемое «*красное сгущение*». Преимущество оценивания возраста способом Василевского в том, что разность показателей цвета точки поворота и «красного сгущения» не зависит от величины межзвёздного покраснения и ошибок в определении модуля расстояния.

На рис. 7-6 показана ГР-диаграмма одного из самых старых рассеянных звёздных скоплений нашей Галактики М67 (NGC 2682). Оно имеет астрофизический возраст около четырех – шести миллиардов лет. Здесь ветвь красных гигантов не отделяется от главной последовательности, соединяясь с ней ветвью субгигантов, так что Герцшпрунгов пробел на ГР-диаграммах

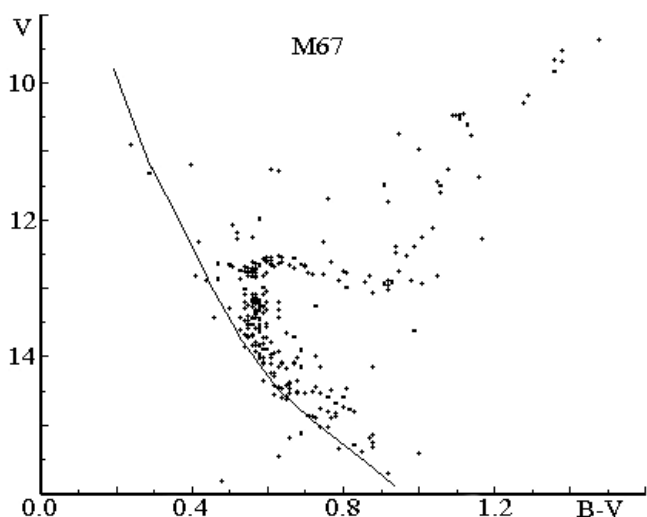


Рис.7-6

средне – и маломассивных звёзд отсутствует. Вблизи ветви красных гигантов выделяется сгущение звёзд, в недрах которых уже горит гелий (звёзды горизонтальной ветви). На ГР-диаграмме М67 имеются две интересные особенности. Первая – пробел в верхней части ГП, объясняемый ускорением темпа эволюции для

звёзд, отошедших от ГП. Вторая особенность – существование некоторого количества звёзд ГП, расположенных выше области перехода ГП в ветвь субгигантов. Эти звёзды обычно называют *голубыми “бродягами”*. Эволюционный статус этих звёзд до конца не выяснен и причины их аномальных свойств пока не совсем понятны. Наиболее популярна сейчас гипотеза, что все они являются членами двойных звёзд, и действительно – многие из них идентифицированы как тесные двойные системы. В этом случае перетекание вещества с одного компонента двойной системы на другой может приводить к требуемому «омоложению» звезды, в итоге она может задержаться на главной последовательности. Существуют еще и другие гипотезы образования голубых “бродяг”: в результате столкновений одиночных звёзд или в результате постепенного слияния двух звёзд, которые до этого представляли собой двойную систему. Две эти теории предсказывают различные массы и скорости вращения голубых “бродяг”. Существуют и другие гипотезы образования голубых бродяг, например, в результате столкновения одиночных звёзд или слияния двух звёзд, которые до этого представляли собой тесную двойную систему.

## §7.4 Рассеянные звёздные скопления в Галактике

Рассмотрим некоторые свойства рассеянных звёздных скоплений как подсистемы Галактики и, прежде всего, какое место занимают в ней эти

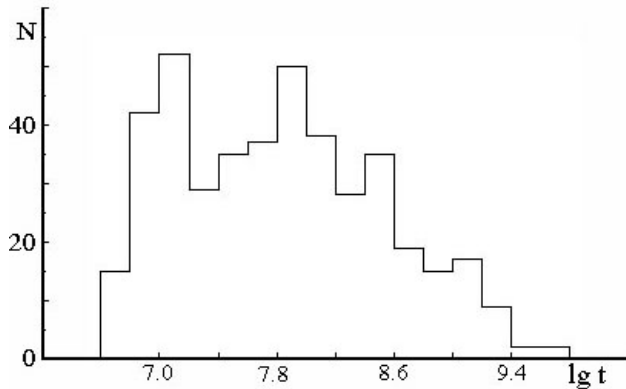


Рис.7-7

объекты. Для этого разделим скопления на три группы по величинам десятичных логарифмов возраста, назвав их группой молодых скоплений ( $\lg t < 7.2$ ), группой скоплений среднего возраста ( $7.2 < \lg t < 8.9$ ) и группой старых скоплений ( $\lg t > 8.9$ ). Но сначала рассмотрим

частотное распределение возрастов РЗС. Это распределение, построенное по данным упоминавшегося выше «Однородного каталога параметров рассеянных скоплений», показано на рис. 7-7. Учитывая, что распределение построено в логарифмическом масштабе по оси абсцисс, мы видим, что молодых рассеянных скоплений больше, чем скоплений среднего возраста, а скоплений среднего возраста существенно больше, чем старых скоплений. Такое распределение отражает тот факт, что скопления постепенно теряют звёзды за счёт динамических эффектов: взаимодействуя друг с другом, некоторые звёзды приобретают скорости, большие, чем скорость отрыва, и покидают скопление.

На время жизни скоплений влияют также и взаимодействия с крупными неоднородностями распределения масс в Галактике. Среднее время жизни рассеянного скопления оценивается величиной  $3.2 \cdot 10^8$  лет. Позднее мы увидим, что это время близко к периоду обращения окрестностей Солнца вокруг галактического центра (галактическому году). Некоторое влияние на вид распределения возрастов может оказать селекция, так как молодые скопления, обычно содержащие звёзды большой светимости, видны на больших расстояниях. Старые скопления, в которых звёзды большой светимости уже проэволюционировали, труднее выделяются на звёздном фоне.

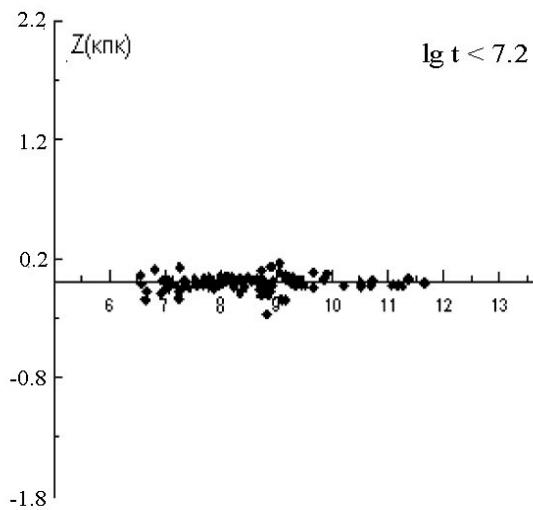


Рис.7-8

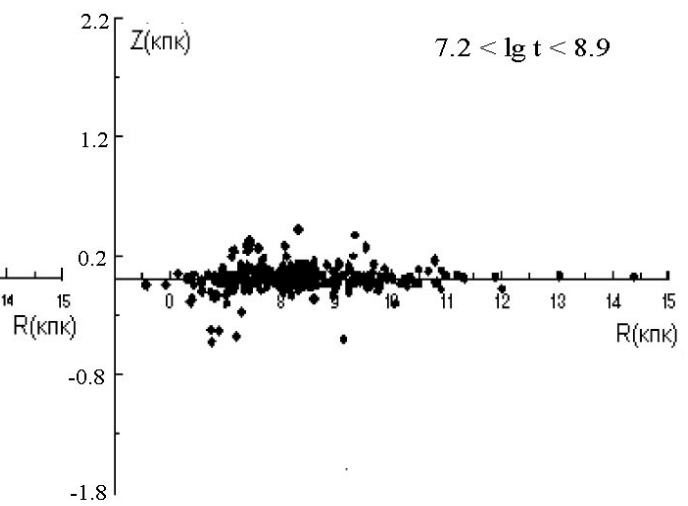


Рис.7-9

Рассмотрим распределение РЗС по  $z$ -координате. На рис. 7-8 представлено распределение самых молодых скоплений в плоскости  $(z, R)$ , где  $R$  - расстояние скопления от оси вращения Галактики. Хорошо видно, что все молодые рассеянные скопления расположены вблизи плоскости Галактики, максимальная  $z$ -координата здесь не превосходит 200 пк, что близко к характеристикам распределения поглощающей материи, рассмотренного в предыдущей лекции. Так как скопления этой группы имеют возрасты менее 15 миллионов лет, то они не могли далеко удалиться от мест их рождения, и их видимое пространственное распределение отражает распределение материи, из которой они произошли. Можно сделать вывод, что в настоящее время звездообразование в нашей Галактике происходит в очень тонком, по сравнению с диаметром Галактики, слое вблизи галактической плоскости.

На рис. 7-9 показано распределение по  $z$ -координате скоплений среднего возраста. На этом рисунке мы видим, что и максимальная  $z$ -координата и среднее расстояние от плоскости Галактики у рассеянных скоплений среднего возраста заметно больше, чем у молодых. У таких скоплений расстояние от плоскости Галактики может достигать 600 пк.

Еще больше отходят от плоскости Галактики наиболее старые рассеянные скопления, что показывает распределение на рис. 7-10. Максимальная  $z$ -координата для таких скоплений достигает 2.2 кпк. У распределения по  $z$ -координате старых скоплений даже не заметна концентрация к плоскости

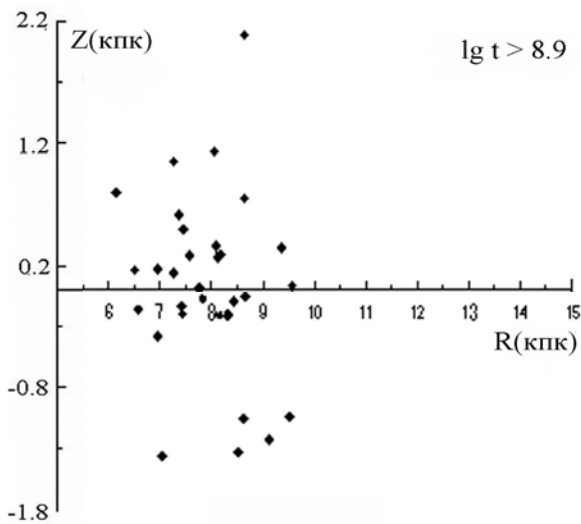


Рис.7-10

Галактики, и это наводит на мысль, что быстрее разрушаются те скопления, которые движутся вблизи галактической плоскости. Альтернативой высказанной гипотезе служит предположение, что ранее скопления рождались в более толстом слое вокруг плоскости Галактики, чем в настоящее время.

Рассмотрим распределение рассеянных звёздных скоплений разного возраста в

проекции на плоскость Галактики. На рис. 7-11 показано такое распределение для молодых РЗС. На этом рисунке Солнце имеет координаты  $(0,0)$  и располагается в центре рисунка, а направление на центр Галактики – справа. Из рисунка видно, что распределение молодых скоплений в плоскости Галактики неравномерно, они тяготеют к некоторым протяженным структурам. Эти структуры отождествляют, по аналогии с другими галактиками, с тремя отрезками спиральных ветвей. Традиционно эти отрезки имеют названия согласно расположению на небе объектов, связываемых с этими структурными элементами: I – ветвь Киля-Стрельца, II – рукав Ориона, III - ветвь Персея. Солнце расположено на внутреннем крае рукава Ориона. Фактически, молодые рассеянные скопления являются главным поставщиком сведений о спиральной структуре нашей Галактики. Такое распределение молодых РЗС говорит о том, что большинство, если не все, РЗС образуются в спиральных ветвях, так что именно спиральные ветви являются местами активного звёздообразования в нашей Галактике.

На рис. 7-12 показано распределение проекций на галактическую плоскость скоплений среднего возраста. Здесь можно заметить следы той же спиральной структуры, что видна на рис. 7-11, однако следы эти едва заметны. Последнее, по-видимому, связано с тем, что скопления случайным образом

уходят со временем от мест своего рождения, так что информация о структуре в начальных положениях скоплений постепенно теряется.

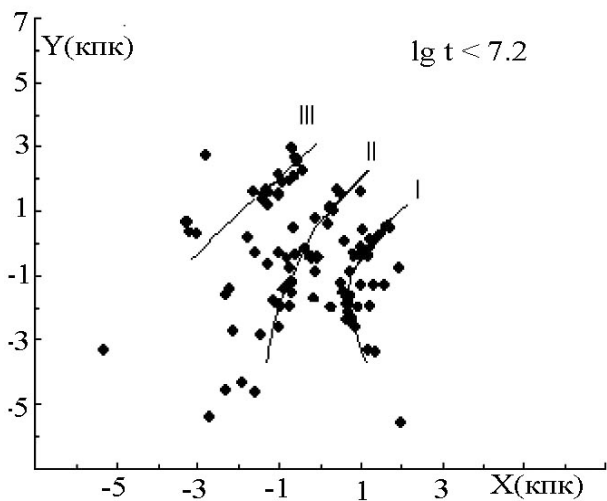


Рис. 7-11

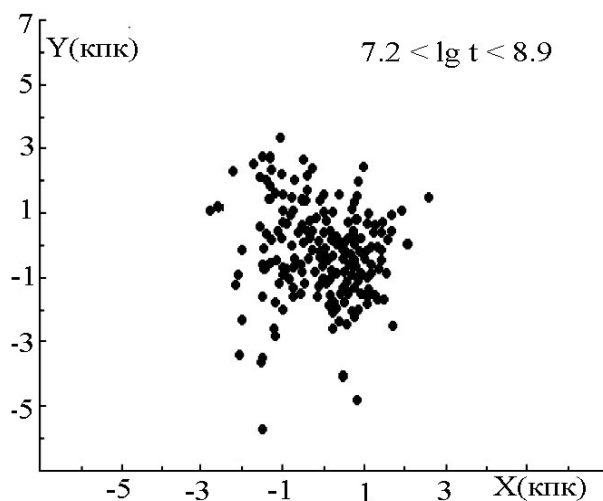


Рис. 7-12

На рис. 7-13 показано то же распределение для старых скоплений. Здесь какой-либо структуры уже заметить не удастся. Легко оценить, за какое время скопления могут потерять информацию о пространственной структуре, образовавшейся в момент их рождения, имея в виду, что  $1 \text{ км/с} \approx 1.021 \text{ пк/млн.}$

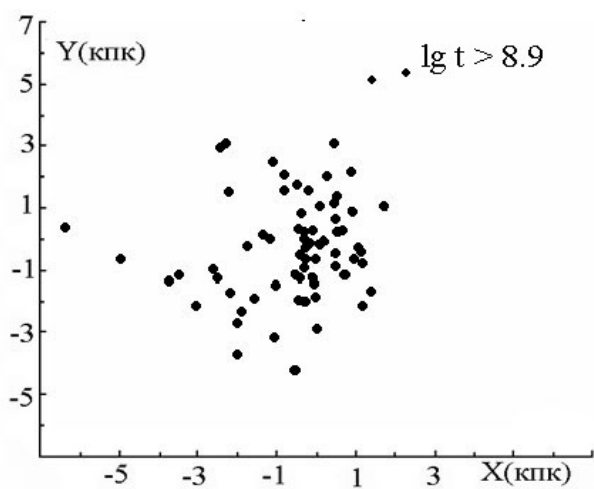


Рис. 7-13

лет. Средняя пекулярная скорость скоплений (случайная составляющая пространственного движения скоплений) по данным наблюдений равна 5-7 км/с. Тогда за сто миллионов лет среднее скопление может уйти от места своего рождения приблизительно на 500 – 700 пк. Так как расстояние между отрезками спиральных ветвей (см. рис. 7-11) около одного

килопарсека, то как раз 100 млн. лет и есть характерное время замывания первоначально существовавшей структуры в пространственном распределении РЗС.

## §7.5 Звёздные ассоциации, комплексы и движущиеся группы

Уже давно было замечено, что распределение *OB*-звёзд по небу является неравномерным. Еще Каптейн в начале XX-го века отметил концентрацию таких звёзд в созвездиях Скорпиона и Центавра. Впоследствии было выделено много концентраций таких звёзд. Через некоторое время такие звёздные группировки стали называть *OB-ассоциациями*. В настоящее время для ассоциаций приняты обозначения, состоящие из латинского обозначения созвездия, в котором она наблюдается, букв *OB* и порядкового номера в созвездии, например *Per OB1*, *Cyg OBIV* и т.д. Отметим, что ассоциации не выделяются как области повышенной общей звёздной плотности, повышена парциальная плотность звёзд отдельных типов. Особенно интерес к звёздным ассоциациям возрос после того, как Амбарцумян в 40-х годах высказал гипотезу о молодости этих объектов на основе кажущейся низкой звёздной плотности в них и невозможности длительного существования таких объектов, согласно критериям динамической устойчивости. Фактически это было первым свидетельством существования современного звёздообразования в Галактике. Впоследствии низкая звёздная плотность в ассоциациях не была подтверждена наблюдениями. Оказалось, что в ассоциациях присутствуют звёзды самых разных масс. Однако молодость *OB*-ассоциаций была подтверждена теорией звёздной эволюции.

Позднее были открыты ассоциации, не содержащие звёзд большой светимости. Для таких ассоциаций характерны вспыхивающие переменные звёзды типа *T* Тельца, поэтому их называли *T*-ассоциациями. В настоящее время считается, что так называемые орионовы переменные, к которым относятся и переменные типа *T* Тельца, являются звёздами в стадии эволюции до главной последовательности, что показывает действительную молодость звёздных ассоциаций. Возможно, что *T*-ассоциации, по крайней мере некоторые, являются ранними стадиями развития *OB*-ассоциаций.



Часто ассоциации состоят из нескольких самостоятельных группировок. Из-за этого, а также из-за больших размеров (большого разброса вдоль луча зрения) ГР-диаграммы звёздных ассоциаций очень разбросанные, поэтому расстояния до них определяются с меньшей точностью, чем до РЗС. При этом используются те же методы определения избытков цвета и расстояний, что и для РЗС.

Вследствие молодости ассоциаций их поведение в Галактике аналогично поведению молодых РЗС – они концентрируются к плоскости Галактики и неплохо очерчивают известные отрезки спиральных ветвей. Генетическую связь этих объектов подчеркивает тот факт, что центральными областями – ядрами - многих ассоциаций являются молодые рассеянные скопления.

Размеры ассоциаций на порядок больше размеров ядер РЗС. Вследствие этого звёздные ассоциации хорошо видны в других спиральных и некоторых неправильных галактиках. Много ассоциаций наблюдается в Магеллановых облаках. Так, в Большом Магеллановом Облаке уже к 1970 году было выделено 122 *OB*-ассоциации, средний диаметр которых 78 пк.

В отличие от звёздных ассоциаций, *движущиеся группы* не выделяются на небе повышенной плотностью звёзд какого-либо типа, поэтому их члены могут быть отобраны только по общему пространственному движению. Движущиеся группы (иногда их называют «группами Эггена» по фамилии известного звёздного астронома, который первым начал систематически исследовать объекты этого типа) или звёздные потоки можно условно разделить на две группы по происхождению. В первую группу входят потоки, звёзды которых при довольно высокой средней металличности ( $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0.1$ ) и большой дисперсии металличности ( $\sigma_{[Fe/H]} \approx 0.2$ ), обнаруживают значительный разброс по возрастам, перекрывающим весь характерный для галактического диска диапазон возрастов. То есть образующие их звёзды родились не в одном и том же месте и не в одно и то же время. Происхождение потоков этой группы связывают с нерегулярностями галактического потенциала. Такой поток образуется в результате вовлечения внешним

гравитационным воздействием (например, баром или спиральной волной плотности) звёзд из локального объема пространства в общее движение. Это вовлечение происходит периодически - с каждым оборотом Галактики. Естественно, что такие потоки мы легче замечаем, если в него попадает повышенная плотность звёзд - рассеянное скопление. В частности, происхождение потоков Плеяд-Гиад и Сириуса объясняют прогревом диска стохастическими спиральными волнами. Другим источником движущихся групп, как полагают, может быть бар в центре Галактики. По-видимому, именно бар, генерируя спиральные волны плотности, привел к образованию во внешнем линдбладовском резонансе потока (ветви)  $\xi$  Геркулеса. В таких потоках обнаружен очень большой разброс возрастов, поскольку в них достаточный процент звёзд, родившихся много раньше вовлеченного в нее весьма молодого рассеянного скопления, по имени которого соответствующая группа названа. Другая группа потоков связывается с остатками разрушенных галактик-спутников. Характерными особенностями звёзд этих потоков являются их малая металличность ( $[Fe/H] < -0.2$ ), аномально большая для диска дисперсия вертикальных составляющих скоростей и исключительно большие возрасты ( $>8$  млрд.лет). Действительно, как показывает численное моделирование, достаточно массивные галактики-спутники ( $> 4 \cdot 10^8 M_{\odot}$ ) начинают разрушаться только после того, как приливные силы нашей Галактики «уложат» ее орбиту в галактическую плоскость. Некоторые исследователи находят, что в окрестностях Солнца примерно треть звёзд можно идентифицировать членами тех или иных движущихся групп. При этом звёзды потоков, образованных неравномерностью гравитационного потенциала, то есть спиральными волнами и баром, составляют подавляющее большинство. Все эти потоки искажают поле скоростей звёзд поля разного возраста и затрудняют извлечение информации, необходимой для изучения регулярной структуры Галактики. Расстояния до членов групп обычно определяются методом движущегося скопления. Примеры ГР-диаграмм движущихся групп можно найти в монографии Холопова.

Чтобы закончить обзор иерархической структуры звёздных систем, входящих в нашу и другие галактики, отметим *звёздные комплексы*, выделенные Ефремовым. Это структуры с характерными размерами 600 – 800 пк, которые являются гигантскими областями недавнего или современного звёздообразования. Звёздные комплексы наблюдаются и в других галактиках, при этом часто объединяют несколько звёздных ассоциаций.

Исторически первым из исследованных звёздных комплексов можно считать так называемую Местную Систему, или Пояс Гулда, окружающую наше Солнце. В 1874г. Гулд обнаружил, что наиболее яркие голубые звёзды неба концентрируются не к Млечному Пути, а к большому кругу, наклоненному к галактическому экватору на угол около  $17^\circ$ . Солнце вряд ли можно отнести к Поясу Гулда, поскольку его возраст значительно больше, чем возраст относимых к Поясу Гулда звёзд.

### **§ 7.6. Погружённые скопления.**

В последние годы экстремально молодые рассеянные скопления, наблюдаемые в процессе рождения в комплексах современного звёздообразования, принято рассматривать как отдельный класс объектов, называя «погружёнными» звёздными скоплениями (от английского *embedded*). Такое название связано с тем фактом, что эти новорожденные звёздные скопления погружены в родительские газопылевые облака. Вследствие этого поглощение света в направлении таких скоплений обычно очень велико:  $A_V \approx 3^m - 20^m$  и более. Понятно, что исследовать такие объекты удобнее в инфракрасном диапазоне.

В настоящее время известно несколько сот погружённых скоплений, они присутствуют в большинстве областей современного звёздообразования. Такие звёздные скопления имеют радиусы 0.3 – 1 пк, массы 20 – 1000 солнечных масс, причем маломассивные скопления встречаются значительно чаще, чем массивные, включающие 100 и более звёзд и имеющие массы более 50

солнечных масс. Погружённые скопления имеют высокие звёздные плотности: от 10 масс солнца на  $\text{пк}^3$  (типичная плотность РЗС) до 1000 масс Солнца на  $\text{пк}^3$ . При этом большинство погружённых скоплений рождаются уже имея центральную конденсацию (ядро скопления) и сегрегацию масс (более массивные звёзды наблюдаются преимущественно в центральных областях скопления).

Темп рождения погружённых скоплений оказывается приблизительно в 10 раз большим, чем обычных РЗС. Это связано с давно установленным теоретиками фактом, что выброс газа из скопления приводит к потере устойчивости скопления и быстрому развалу многих из них. Не преобразовавшийся в звёзды газ выметается из скопления после образования первых *OB*-звёзд давлением их излучения, поэтому звездообразование в объеме родившегося скопления прекращается. Таким образом, стадию сброса газовой составляющей переживают немногие погруженные скопления, превращаясь при этом в обычные РЗС.

Широкие исследования объектов этого класса только разворачиваются. При этом спектральным и фотометрическим исследованиям таких скоплений очень сильно мешают как сильное и меняющееся по полю скопления межзвёздное поглощение, так и существование газово-пылевых дисков вокруг многих звёзд, искажающих их наблюдаемые астрофизические характеристики.

## Лекция 8. Шаровые звёздные скопления

### §8.1 Характеристики шаровых скоплений

Шаровые звёздные скопления характеризуются сферической или несколько сплюснутой формой и числом звёзд от десятков тысяч до миллионов. Шаровые скопления являются одними из самых древних наблюдаемых объектов с хорошо определяемыми возрастами. Поэтому они могут дать нижнюю оценку возраста Вселенной и несут информацию о ранних стадиях эволюции Галактики. Эти объекты наблюдаются и в других галактиках, вплоть до очень далеких в скоплении галактик в Деве.

Так как шаровые скопления имеют, из-за удаленности всех этих объектов от Солнца, малые угловые размеры, их можно фотометрировать целиком, получая *интегральные звёздные величины* и показатели цвета. Самое яркое на небе шаровое скопление  $\omega$  Cen  $\equiv$  NGC 5139 имеет интегральную видимую звёздную величину  $V = +3^m.6$  и абсолютную интегральную величину  $M_V \approx -10^m$ . Одно из самых скромных по размерам и числу звёзд шаровых скоплений NGC 6366 имеет абсолютную интегральную звёздную величину  $M_V \approx -5^m$ . Частотное распределение оценок интегральных светимостей - *функция интегральной светимости* - шаровых скоплений нашей Галактики, построенная по современным данным, показана на рис. 8-1. Распределение несколько асимметрично и имеет моду (максимум) около  $M_V \approx -7^m$ . Этому значению соответствует масса  $2 \cdot 10^5 M_{\odot}$ . Очень похоже, что начальная функция светимости шаровых скоплений – распределение по интегральным абсолютным звёздным величинам с учетом разрушившихся со временем скоплений – является универсальной для многих, по крайней мере, близких галактик. Поэтому построение частотного распределения интегральных звёздных

величин шаровых скоплений в других галактиках – хороший метод оценки модулей расстояния до этих объектов.

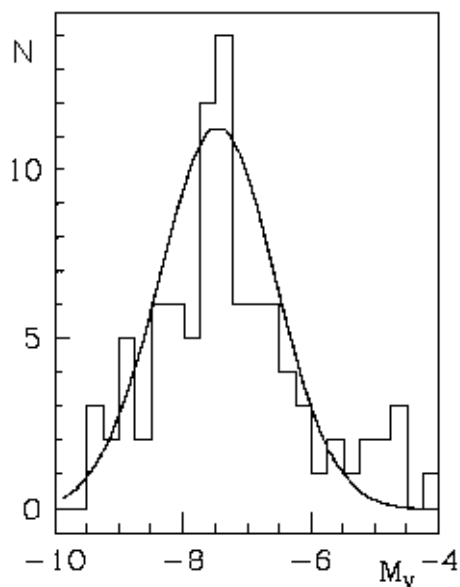


Рис.8-1.

Иногда, чтобы охарактеризовать шаровые скопления, используют интегральные спектральные классы, классифицируя спектры их интегрального излучения как спектры отдельных звёзд. При этом оказывается, что шаровые скопления имеют спектральные классы от F2 до G4.

Тщательные поиски этих объектов привели к тому, что в настоящее время насчитывается 154 – 157 шаровых скоплений, принадлежащих нашей Галактике.

Неопределенность количества шаровых скоплений вызвана тем, что несколько далеких скоплений могут оказаться старыми рассеянными скоплениями, что требует их дополнительного тщательного анализа. Не открыто, по-видимому, не более десятка шаровых скоплений, так что большинство шаровых скоплений Галактики в настоящее время известны. Последние масштабные наблюдения в ИК-области (обзоры 2MASS и GLIMPSE) приводят к открытию новых шаровых скоплений, так что их число увеличивается в основном за счёт центральных областей Галактики.

Так как шаровые скопления немногочисленны, их каталоги обновляются достаточно часто. Одним из последних каталогов является каталог Харриса, вышедший в 1996г. Последнюю его электронную версию (2006г.) можно посмотреть на сайте Страсбургского центра звёздных данных. Фундаментальные астрофизические параметры и элементы галактических орбит многих шаровых скоплений, вычисленные на основе наблюдательных данных из каталога Харриса и других публикаций, можно найти в каталоге Борковой и Марсакова (АЖ, 77, 750, 2000).

Исследование шаровых скоплений является быстро развивающейся областью астрономии. Широкое применение ПЗС-приемников и наблюдения с камерами космического телескопа имени Хаббла в последние два десятилетия резко увеличили доступный исследователям объем информации об этих объектах. В частности, с помощью телескопа Хаббла удалось разложить на звёзды плотные ядерные области многих шаровых скоплений, что невозможно было сделать с телескопами, расположенными на поверхности Земли.

В 1927 году Шепли и Сойер ввели ставшую общепринятой систему классификации шаровых скоплений, разбив эти объекты по степени видимой концентрации звёзд к центру скопления на 12 классов, обозначаемых римскими цифрами. Для этого разбиения была использована серия снимков, полученных на одном телескопе. К I классу отнесены наиболее концентрированные, а к XII – наименее концентрированные системы. Естественно, эта классификация несколько зависит от масштаба изображений и проникающей силы приборов.

Шаровые скопления отличаются друг от друга своей формой. Видимая форма характеризуется *эллиптичностью*, в качестве меры которой принимают отношение  $(a - b)/a$ , где  $a$  и  $b$  есть наибольший и наименьший диаметры изображения скопления. Так как скопления не имеют четкой границы, то в качестве таких диаметров принимают диаметры либо одной из внешних изофот изображений скоплений, либо диаметры линии равной плотности, определяемой из звёздных подсчётов. Большинство шаровых скоплений имеют эллиптичности от 0.1 до 0.2. В Галактике есть лишь одно скопление, NGC 6273, имеющее эллиптичность 0.4. Однако, поскольку мы наблюдаем проекции скоплений на небесную сферу, истинные эллиптичности могут быть несколько больше наблюдаемых. Эллиптичность, вероятно, является следствием вращения скоплений.

Звёздный состав шаровых скоплений отличается от звёздного состава рассеянных скоплений. Различие это объясняется прежде всего большими возрастными шаровых скоплений. В частности, для шаровых скоплений характерны определенные типы переменных звёзд. Всего в настоящее время в

шаровых скоплениях Галактики открыто около трех тысяч переменных. Большинство из них переменные типа *RR* Лиры, причем около 30% лирид относятся к подклассу *RRc* (синусоидальная кривая блеска), а остальные – к *RRab* (асимметричная кривая блеска). Эти подтипы соответствуют двум пульсационным тонам колебаний оболочек звезд - 1-му обертону и основному тону, соответственно. Еще имеется около 120 переменных типа *SX* Феникса, 60 пульсирующих переменных типа *W* Девы и *RV* Тельца, хотя переменные этих типов встречаются и не во всех скоплениях.

Интересной особенностью переменных типа *RR* Лиры, открытой независимо Хахенбергом и Оостерхофом, является различие в частотном распределении периодов этих переменных в разных скоплениях. По распределениям этих периодов шаровые скопления разбиваются на две хорошо выраженные группы, которые теперь называют группами или классами Оостерхофа.

Таблица 8-1

Класс Оостерхофа	I		II	
Группа	Короткопериодическая		Долгопериодическая	
Средний период (дней)	<i>c</i> (86) 0.32 ±0.06	<i>ab</i> (413) 0.55 ±0.02	<i>c</i> (156) 0.37 ±0.02	<i>ab</i> (175) 0.65 ±0.03
$\frac{n(c)}{n(ab+c)}$	0.18		0.47	

В таблице 8-1 приведены средние значения периодов переменных *RRab* и *RRc* по данным ван Агта и Оостерхофа (в скобках указаны численности переменных, использованных для вычисления соответствующих средних). В последней строке таблицы показано значение отношения численностей переменных типа *RRc* к общему числу переменных *RR* Лиры. Подсчёт отношения числа переменных разного типа позволяет достаточно надежно отнести скопление к одному из классов Оостерхофа, хотя есть скопления, попадающие между двумя этими классами, например – известное южное



шаровое скопление  $\omega$  Центавра. (Анализ пространственного движения этого, самого массивного из принадлежащих в настоящее время нашей Галактике скоплений показал, что в прошлом оно было, скорее всего, ядром довольно массивной карликовой галактики-спутника, распавшейся под действием приливных сил Галактики.)

Практически все шаровые скопления состоят из звёзд с пониженным, относительно солнечного, содержанием тяжёлых элементов. Частотное распределение металличностей по данным каталога Харриса приведено на рис. 8-2. Распределение показывает, что шаровые скопления Галактики делятся на две группы не только по свойствам переменных звёзд, но и по химическому составу. В лекции, посвященной химическому составу звёздных объектов Галактики, мы увидим, что скопления этих двух групп имеют еще и резко различающиеся пространственно-кинематические характеристики.

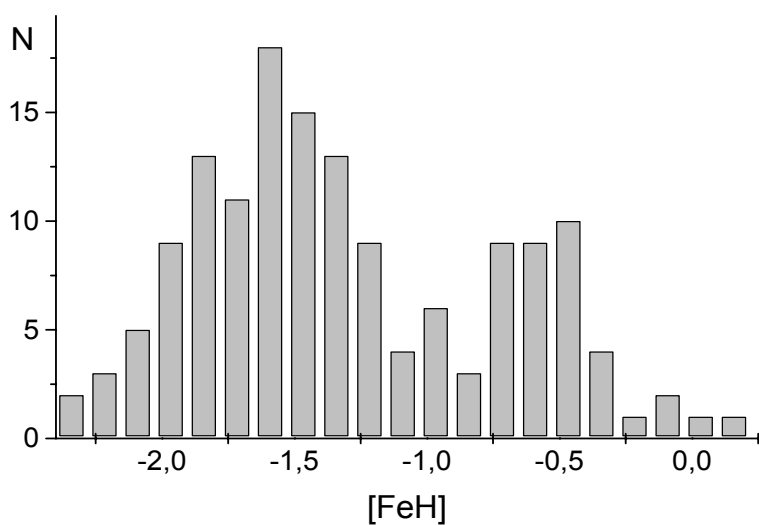


Рис. 8-2

У некоторых шаровых скоплений, самым ярким примером которых является скопление  $\omega$  Центавра, наблюдается заметная дисперсия содержания металлов в атмосферах звёзд. В этом скоплении можно даже выделить три

подсистемы звёзд с разной металличностью. Этот факт находит естественное объяснение в рамках гипотезы, согласно которой скопления с большой дисперсией металличности в прошлом были ядрами карликовых сфероидальных галактик, в которых могло происходить несколько циклов звездообразования, порождающих поколения звёзд со все большей металличностью. В центре такой карликовой галактики могло произойти и простое слияние двух шаровых скоплений разной металличности и разного

возраста. В большинстве же обычных шаровых скоплений звёзды сформировались в течение одного цикла звёздообразования. Некоторая небольшая дисперсия металличности при этом может быть следствием самообогащения – поглощения атмосферами звёзд части переработанного и выброшенного в среду вещества более массивными и поэтому быстрее проэволюционировавшими звездами.

### ***§8.2 Фотометрические диаграммы шаровых скоплений***

Диаграммы показатель цвета–звёздная величина шаровых скоплений имеют характерный вид для старого населения Галактики и сложную структуру, позволяющую проводить тонкий анализ свойств звёздного населения этих объектов. ГР-диаграммы шаровых скоплений характерны для маломассивных (с массами менее  $1M_{\odot}$ ) звёзд с пониженным содержанием металлов. Их структура качественно описывается современной теорией звёздной эволюции.

На рис. 8-3 приведен схематический вид ГР-диаграммы шаровых скоплений. На рисунке показано два набора по три теоретические изохроны для возрастов 12, 14 и 16 миллиардов лет для двух значений содержания металлов -  $[Fe/H] = -1.26$  и  $-2.03$ . Смещения последовательностей демонстрируют влияние возрастов и содержания металлов на вид ГР-диаграммы. Основной структурный элемент диаграммы - главная последовательность (ГП), плавно переходящая в ветвь субгигантов (ВСГ) и затем в ветвь красных гигантов (ВКГ). Но после стадии красного гиганта, когда в ядре звезды загорается гелий и она теряет часть своей оболочки, звезда переходит на так называемую *горизонтальную ветвь* (ГВ), точнее – на горизонтальную ветвь нулевого возраста (ГВНВ).

Светимость звёзд горизонтальной ветви зависит в основном только от содержания тяжелых элементов, что дает возможность использовать

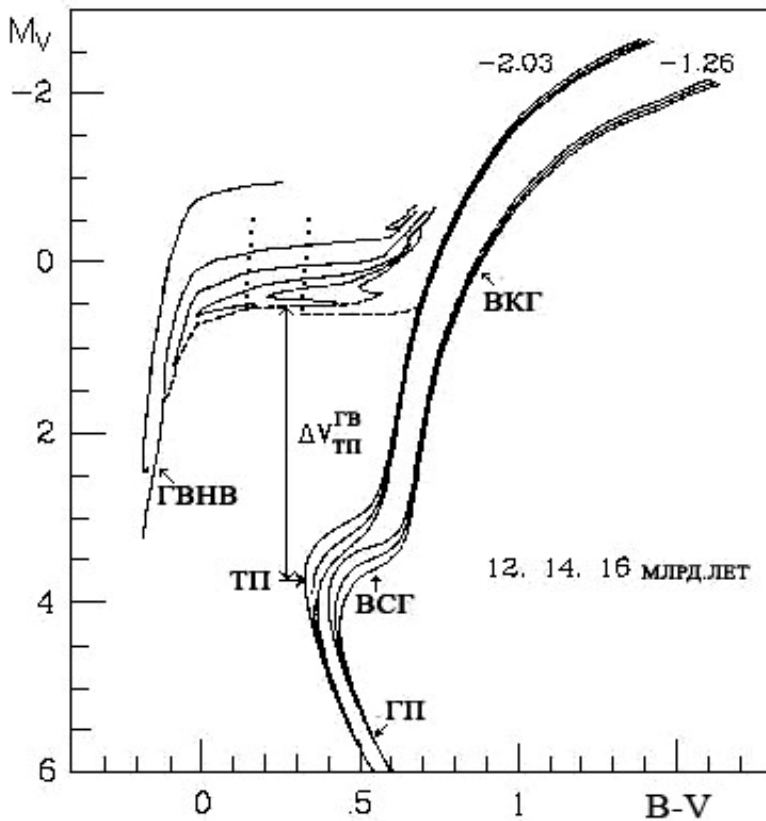


Рис. 8-3

светимость ГВ для определения модулей расстояния шаровых скоплений. Звёзды горизонтальной ветви имеют гелиевые ядра, в которых гелий превращается в углерод. Выше гелиевого ядра в оболочке звезды продолжает гореть водород в слоевом источнике. Ввиду слабой зависимости массы гелиевого ядра от

начальной массы звезды, звёзды ГВ представляют собой гелиевые ядра почти одной и той же массы, окруженные водородными оболочками разной массы. В зависимости от массы водородной оболочки звезда попадает на разные части горизонтальной ветви – голубую или красную, разделяемые полосой нестабильности, в которой наблюдаются переменные типа RR Лиры. В полосе нестабильности, выделенной на рис. 8-3 пунктирными линиями, звёзды постоянного блеска отсутствуют (пробел Шварцшильда).

Морфологическую структуру ГВ удобно характеризовать параметром  $(B - R)/(B + V + R)$ , где  $B$ ,  $V$  и  $R$  - количество звёзд на голубом конце, в пробеле Шварцшильда и на красном конце горизонтальной ветви скопления, соответственно. Этот параметр часто называют цветом горизонтальной ветви. Цвет горизонтальных ветвей шаровых скоплений очень хорошо коррелирует с их типом по Оостерхофу – шаровые скопления с большими средними периодами лирид (тип 2 по Оостерхофу) имеют, как правило, экстремально голубые ГВ, большой процент переменных типа RRc и очень низкую металличность. Благодаря тому, что цвет горизонтальной ветви можно

определить практически для любого скопления, тогда как тип по Оостерхофу только для тех, у которых наблюдаются лириды, этот параметр в настоящее время чаще используют для классификации скоплений. Далее будет показано, что по цвету горизонтальной ветви можно отличить скопления генетически связанные с Галактикой от скоплений ею захваченных.

В процессе эволюции звезда покидает горизонтальную ветвь нулевого возраста и движется вправо и несколько вверх, постепенно переходя на так называемую *асимптотическую ветвь гигантов* (АВГ). На асимптотическую ветвь гигантов приходят почти все звёзды горизонтальной ветви, кроме звёзд ее левого конца, которые сразу переходят в белые карлики. При переходе с горизонтальной ветви на асимптотическую ветвь гигантов часть звёзд пересекает полосу неустойчивости и становятся переменными типа *RR* Лиры и *W* Девы. Звёзды типа *W* Девы наблюдаются только в скоплениях с развитой голубой горизонтальной ветвью. Стадия АВГ характеризуется тем, что звёзды на ней интенсивно теряют массу, возвращая газ в межзвёздную среду.

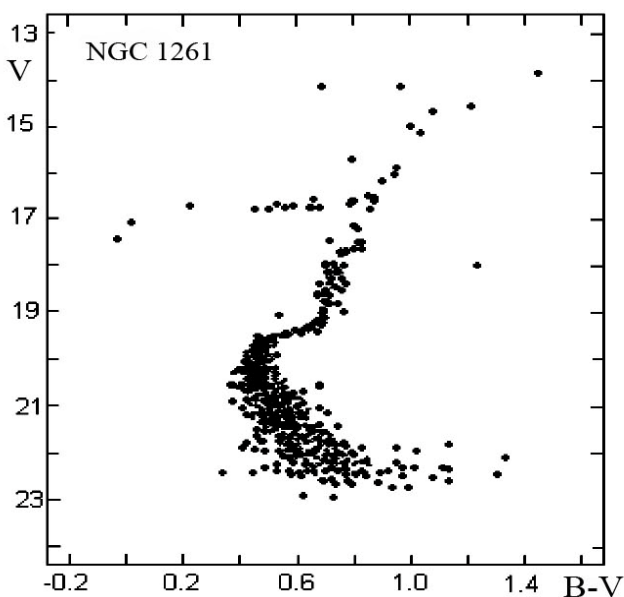


Рис. 8-4

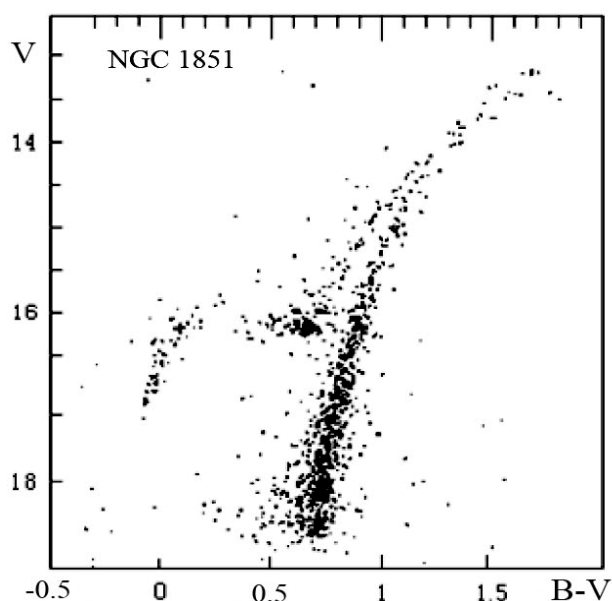


Рис. 8-5

ГР-диаграммы отдельных шаровых скоплений имеют определенные структурные особенности. На рис. 8-4 приведена наблюдательная ГР-диаграмма шарового скопления NGC 1261. На ГР-диаграмме этого скопления видно, что красная часть горизонтальной ветви густо населена звездами, а на

голубой горизонтальной ветви звёзд почти нет. На следующем рисунке 8-5 показана ГР-диаграмма скопления NGC 1851. Здесь густо заселены обе части горизонтальной ветви и отлично видна асимптотическая ветвь гигантов. Скопление это далекое, так что даже у предельной видимой величины  $V \approx 20^m$  нет и следов главной последовательности.

На рисунке 8-6 приведен еще один пример - ГР-диаграмма шарового скопления NGC 228. Здесь мы видим, что заселена только голубая горизонтальная ветвь. Из приведенных примеров ясно, что шаровые скопления могут иметь разную морфологию горизонтальной ветви. Основным параметром, определяющим структуру ГР-диаграммы шаровых скоплений,

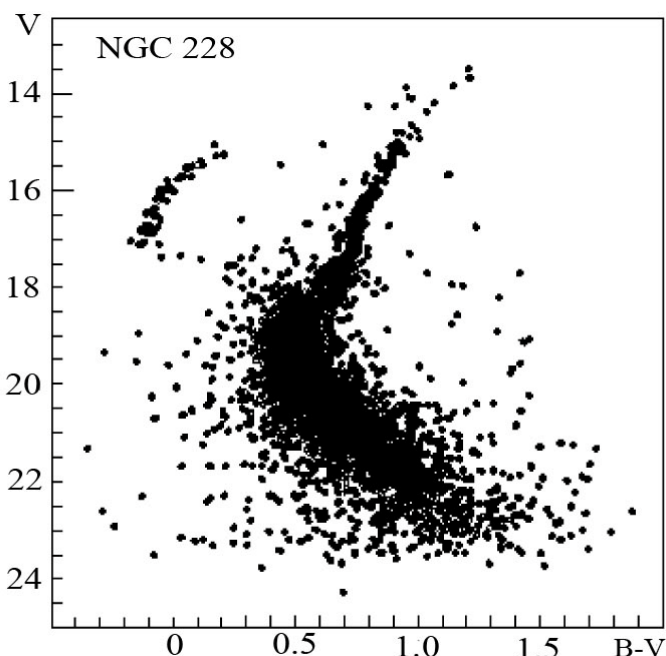


Рис. 8-6

является содержание тяжелых элементов. Как показывают теоретические расчёты звёздных атмосфер, возраст также смещает ГВ скопления в голубую сторону. Однако имеются скопления близкие по металличности и возрасту, но с разной морфологией горизонтальных ветвей. В итоге возникает так называемая “проблема третьего параметра” – что же управляет структурой ГР-

диаграммы кроме содержания тяжелых элементов и возраста? Решение этой проблемы очень важно, поскольку, как мы позже увидим, шаровые скопления с аномально покрасневшими ГВ обладают резко отличными пространственно-кинематическими и химическими свойствами.

Рассмотрим теперь методы определения избытков цвета и модулей расстояния шаровых скоплений. В отличие от рассеянных скоплений, для которых в большинстве случаев наблюдаются достаточно большие отрезки главной последовательности, избытки цвета и модули расстояний шаровых

скоплений только в последнее время начинают определяться путем совмещения фотометрических диаграмм. Большую роль в этом сыграл внеатмосферный Хаббловский телескоп. Зависимость положения звёзд на двухцветной диаграмме одновременно и от содержания металлов и от межзвёздного покраснения препятствует точному проведению линии непокрасневших звёзд для данного скопления. То же касается и начальной главной последовательности или теоретических изохрон, с которыми следует совмещать последовательности скопления для получения модуля расстояния. Еще лет 15 назад лишь несколько ближайших скоплений были профотометрированы достаточно глубоко, чтобы была видна главная последовательность. Кроме того, определению избытков цвета путем совмещения последовательностей на двухцветной диаграмме мешает то, что величина  $U$  системы  $UBV$  определяется с большим трудом для красных слабых звёзд, из которых в основном состоят шаровые скопления и которые дают малый поток в ультрафиолетовой области спектра. Из-за этого проникающая способность приборов в этой полосе существенно ниже, чем в полосах  $B$  и  $V$ . Поэтому в большинстве случаев для определения избытков цвета, модулей расстояния и возрастов использовались косвенные методы – по показателям цвета и абсолютным звёздным величинам отдельных структурных элементов ГР-диаграммы. Так, избыток цвета можно оценить по показателю цвета границ полосы нестабильности, для которых можно оценить влияние содержания металлов.

Модули расстояний шаровых скоплений чаще всего оцениваются по средним абсолютным величинам звёзд типа RR Лиры, то есть по абсолютной звёздной величине горизонтальной ветви. Согласно результатам Каччиари и Чабойе (США), абсолютную звёздную величину горизонтальной ветви в зависимости от содержания тяжелых элементов в звездах скопления можно вычислить по формуле:  $M_V = 0.23[Fe/H] + 0.92$ .

С несколько большей ошибкой модули расстояний определяются по положению верхней точки ветви красных гигантов, этот метод, с учетом

влияния содержания металлов, используется во внегалактической астрономии для оценивания расстояний до разрешаемых на звёзды галактик, прежде всего – карликовых эллиптических.

После появления тригонометрических параллаксов Hipparcos, зависимость положения ГПНВ от металличности для красных карликов была построена и для малометалличных звёзд поля. Поэтому стало возможно для некоторых скоплений использовать метод совмещения.

Недавно стал использоваться еще один метод – совмещение последовательностей белых карликов типа *DA*.

Как видим, проблема определения избытков цвета и модулей расстояний шаровых скоплений в наше время окончательно не решена, несмотря на колоссальные усилия исследователей. В слишком сложный узел оказываются завязаны избытки цвета, светимости и химический состав звёзд этих объектов, в том числе и содержание гелия (которое также влияет на положение звезды на ГР-диаграмме). Однако есть надежда, что быстрое накопление наблюдательных данных позволит снять имеющиеся проблемы в ближайшие годы.

Не меньшие проблемы вызывает и оценка столь важной для астрономии величины, как возрасты шаровых скоплений. Причем не только максимального возраста самых старых шаровых скоплений, но и их относительных возрастов. Наиболее уверенно возрасты находят по координатам точек поворота скоплений на ГР-диаграмме. Методы определения возрастов шаровых скоплений с помощью теоретических изохрон можно свести к двум основным. Первый, называемый вертикальным, основан на определении разности звёздных величин между горизонтальной ветвью и точкой поворота главной последовательности ( $\Delta V$ ) на диаграмме показатель цвета - звёздная величина (см. рис. 8.3). Главное достоинство метода состоит в его независимости от межзвёздного покраснения, поскольку звёздные величины точки поворота и горизонтальной ветви определяются при одном и том же значении показателя цвета. В качестве светимости горизонтальной ветви чаще всего принимается абсолютная звёздная величина переменных звёзд типа *RR* Лиры. Затем, зная

соотношение между  $M_V(RR)$  и  $[Fe/H]$  (см. выше) и измерив величину  $\Delta V$  по наблюдаемой ГР-диаграмме скопления, вычисляют светимость точки поворота и находят возраст скопления. Ошибка при использовании этого метода возникает главным образом из-за сложности определения звёздной величины точки поворота, поскольку в этом месте главная последовательность параллельна оси ординат, т.е. звёздных величин. Кроме того, метод неприменим для скоплений, у которых лириды отсутствуют. В этом случае используется другой – горизонтальный метод. (Метод похож на метод Василевского, разработанного для рассеянных скоплений, - см. предыдущую лекцию). В нем измеряется разность в цвете  $\Delta(B-V)$  между точкой поворота главной последовательности, положение которой, так же как и ее светимость, зависит от возраста, и основанием ветви красных гигантов, положение которого, наоборот - от возраста не зависит, но зависит от металличности. Идею метода предложили ВанденБерг и др. (1990). Метод наиболее полезен при сравнении относительных возрастов скоплений с одинаковыми металличностями. Таким образом, точность того или иного метода зависит от того, насколько реалистично построены диаграммы цвет-звёздная величина и насколько точно выполнены измерения между точкой поворота и горизонтальной ветвью (или ветвью красных гигантов). Сам модуль расстояния не может быть определен с точностью выше  $\pm 0.2^m$ , что, в свою очередь, приводит к ошибке в определении возраста порядка 25%.

Надо сказать, что в наиболее часто используемом методе, когда возрасты шаровых скоплений оцениваются по светимостям точек поворота, разница в возрастах между скоплениями с разными содержаниями тяжелых элементов очень сильно зависит от принимаемой связи между светимостью и металличностью звёзд горизонтальной ветви. Поэтому более молодой возраст сравнительно богатых металлами шаровых скоплений все еще ставится под сомнение. Методом оценки возраста по эффективной температуре звёзд точки поворота, предполагающим совпадение положений ветвей красных гигантов скоплений одинаковой металличности, получают только разницу в возрастах



между скоплениями. Относительные возрасты в этом случае получаются более достоверными. Поэтому, полученные этим методом на несколько миллиардов лет более низкие возрасты у некоторых, в основном малометаллических скоплений, сейчас не вызывают сомнения.

На рис. 8-7 приведено распределение шаровых скоплений нашей Галактики по возрастам, найденным описанными выше методами. Для

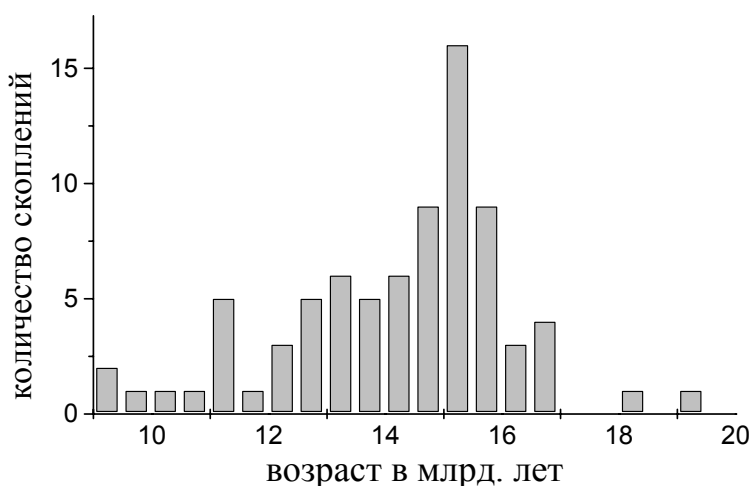


Рис. 8.7

большинства скоплений возрасты получены несколькими авторами и все определения сведены в единую шкалу, что было необходимо из-за различия используемых теоретических изохрон. Распределение демонстрирует резкий максимум на  $\approx 15$  млрд. лет,

крутой обрыв к  $\approx 17$  млрд. лет и плавное спадание вплоть до  $\approx 10$  млрд. лет. Отсюда следует, что основная масса шаровых скоплений образовалась одновременно, но заметная их доля оказывается значительно моложе. Отметим, что по результатам эксперимента WMAP *возраст Вселенной* равен  $13.7 \cdot 10^9$  лет, так что между этой величиной и максимальным возрастом шаровых скоплений на рис. 8.7 есть значительное расхождение. Однако уточнение теории звёздной эволюции в стремлении согласовать моменты образования Вселенной и самых старых звёзд вряд ли приведет к искажению относительных возрастов шаровых скоплений, тогда как именно последние нас и интересуют в первую очередь в рамках данной книги.

Практически все шаровые скопления содержат значительное число голубых «бродяг». Появилась интересная гипотеза, объясняющая появление одиночных звёзд выше точки поворота ГП. По этой гипотезе голубые «бродяги» имеют ядра, обогащенные гелием, что приводит к смещению таких

звёзд на ГР-диаграмме в голубую сторону – к последовательности гелиевых звёзд. А рождаются звёзды с обогащенными гелием ядрами путем слияния компонентов тесных двойных систем. При этом большие массы получающихся в процессе слияния одиночных звёзд приводят к большим светимостям, что сдвигает их вверх относительно обычных одиночных звёзд ГП.

В шаровых скоплениях встречаются также планетарные туманности и пульсары, что подчеркивает важность исследования этих звёздных группировок для теории звёздной эволюции.

### ***§8.3 Пространственное распределение шаровых скоплений в Галактике***

Наиболее яркая черта пространственного распределения шаровых скоплений в Галактике – сильная концентрация к ее центру. На рис. 8-8 показано распределение шаровых скоплений на всей небесной сфере, здесь центр Галактики находится в центре рисунка, северный полюс Галактики – вверху. Не заметно зоны избегания вдоль плоскости Галактики, так что межзвёздное поглощение в диске не скрывает от нас значимого количества скоплений.

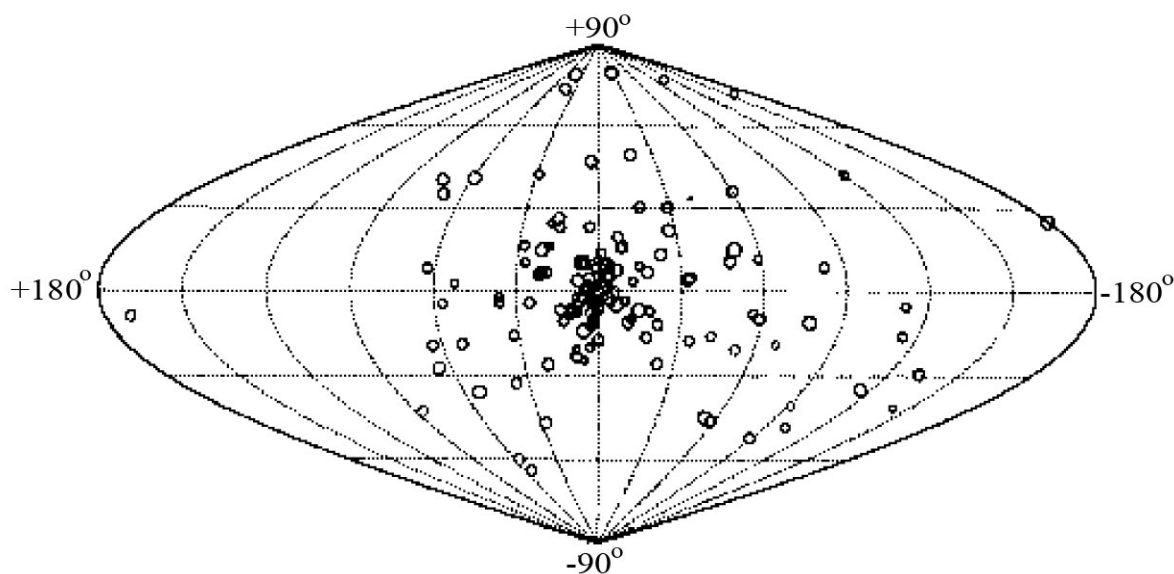


Рис. 8-8

На рис. 8-9 приведено распределение шаровых скоплений вдоль расстояния от центра Галактики. Налицо сильная концентрация к центру - большинство шаровых скоплений находятся в сфере радиусом  $\approx 10$  кпк. Именно в пределах этого радиуса расположены практически все шаровые скопления, образовавшиеся из вещества *единого протогалактического облака* и сформировавшие подсистемы толстого диска (скопления с  $[Fe/H] > -1.0$ ) и собственного гало (менее металличные скопления с экстремально голубыми горизонтальными ветвями). Малометаллические скопления с аномально красными горизонтальными ветвями образуют сфероидальную подсистему аккрецированного гало радиусом  $\approx 20$  кпк. Этой же подсистеме принадлежат еще около полутора десятков более далеких скоплений (см. рис. 8-9), среди которых имеется несколько объектов с аномально высокими содержаниями металлов.

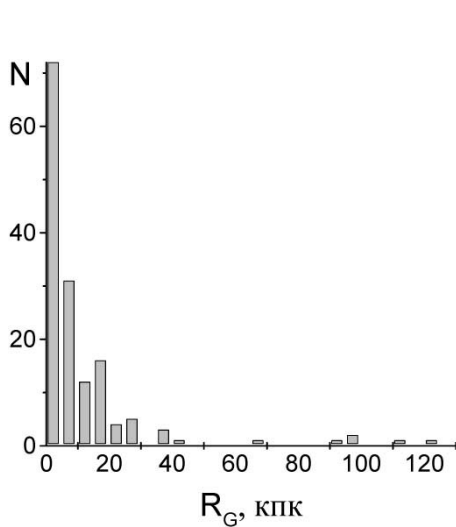


Рис. 8-9

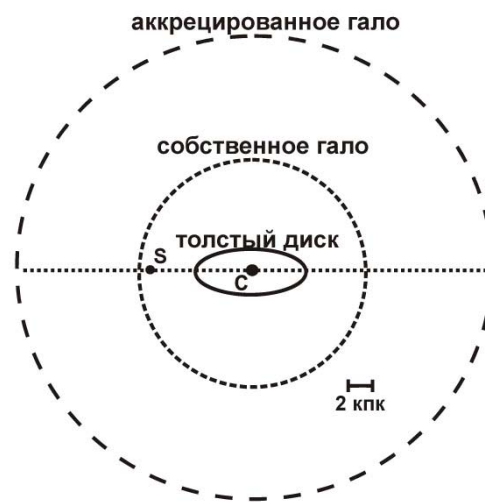


Рис. 8-10

Скопления аккрецированного гало, как полагают, отобраны гравитационным полем Галактики у галактик-спутников. На рис. 8-10 схематически показана эта структура согласно Борковой и Марсакову из Южного федерального университета. Здесь буквой  $C$  обозначен центр Галактики,  $S$  – приблизительное положение Солнца. При этом к сплюснутой подсистеме принадлежат скопления с большим содержанием металлов. На более подробном обосновании разделения шаровых скоплений на подсистемы мы остановимся ниже.

Шаровые скопления распространены и в других галактиках, причем их пространственное распределение в спиральных галактиках напоминает распределение в нашей Галактике. Заметно отличаются от Галактических скопления Магеллановых Облаков. Главное отличие в том, что наряду со старыми объектами, такими же, как в нашей Галактике, в Магеллановых Облаках наблюдаются и молодые скопления – так называемые *голубые шаровые скопления*. Вероятно, в Магеллановых Облаках эпоха образования шаровых скоплений либо продолжается, либо закончилась сравнительно недавно. В нашей Галактике молодых шаровых скоплений, аналогичных голубым скоплениям Магеллановых Облаков, похоже, нет, так что эпоха образования шаровых скоплений в нашей Галактике закончилась очень давно.

Шаровые скопления являются эволюционирующими объектами, постепенно теряющими звёзды в процессе динамической эволюции. Так, у всех скоплений, для которых удалось получить качественное оптическое изображение, обнаружены следы приливного взаимодействия с Галактикой в форме протяженных деформаций (приливных хвостов). В настоящее время такие теряемые звёзды наблюдаются и в виде повышений звёздной плотности вдоль галактических орбит скоплений. Некоторые скопления, орбиты которых проходят вблизи галактического центра, разрушаются его приливным воздействием. При этом галактические орбиты скоплений также эволюционируют за счёт динамического трения.

На рис. 8-11 приведена диаграмма зависимости масс скоплений от их галактоцентрических положений. Штриховыми линиями ограничена область медленной эволюции шаровых скоплений. Верхняя линия соответствует критическому значению массы, устойчивой для эффектов динамического трения, приводящих к замедлению массивного звёздного скопления и падению его в центр Галактики, а нижняя – для эффектов диссипации с учетом приливных «ударов» при пролете скоплений сквозь галактическую плоскость. Причина динамического трения внешняя: движущееся сквозь звёзды поля массивное шаровое скопление притягивает встречающиеся на своем пути

звёзды и заставляет их облетать себя сзади по гиперболической траектории, из-за чего позади него образуется повышенная плотность звёзд, создающих

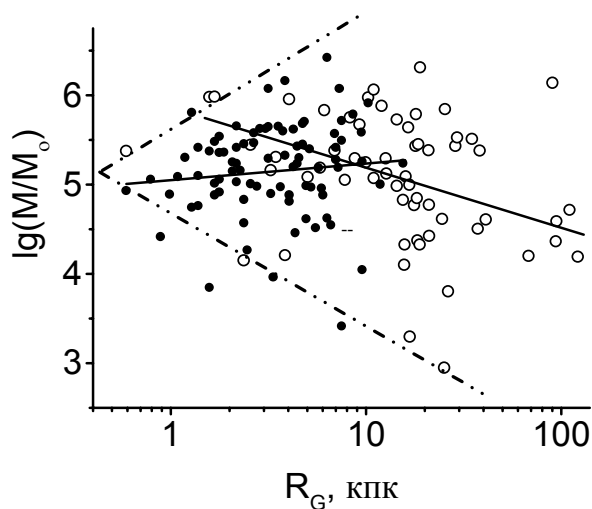


Рис. 8-11

тормозящее ускорение. В результате скопление замедляется и начинает по спиральной траектории приближаться к галактическому центру, пока за конечное время не упадет на него. Чем больше масса скопления, тем меньше это время. Диссипация (испарение) шаровых скоплений происходит из-за постоянно действующего в

скоплении внутреннего механизма звёздно-звёздной релаксации, распределяющего звёзды по скоростям по закону Максвелла. В итоге звёзды, получившие наибольшие приращения скорости, покидают систему. Этот процесс существенно ускоряют прохождения скопления вблизи ядра Галактики и сквозь галактический диск. Таким образом, с большой вероятностью можно сказать, что скопления, лежащие на диаграмме вне области, ограниченной этими двумя линиями, уже заканчивают свой жизненный путь.

Интересно, что аккрецированные шаровые скопления обнаруживают зависимость своих масс от положения в Галактике. Сплошные линии на рисунке представляют собой прямые регрессии, проведенные для генетически связанных (черные точки) и аккрецированных (открытые кружки) шаровых скоплений. Видно, что генетически связанные скопления не обнаруживают изменения средней массы с увеличением расстояния от галактического центра. Зато для аккрецированных скоплений налицо отчетливая антикорреляция. Таким образом возникает требующий ответа вопрос, почему во внешнем гало с увеличением галактоцентрического расстояния наблюдается увеличивающийся дефицит массивных шаровых скоплений (практически пустой правый верхний угол на диаграмме)?

## Лекция 9. Движение Солнца в пространстве и остаточные скорости звёзд

### §9.1 Скорость Солнца относительно разных типов объектов

Брадлей в 1742 году обнаружил, что средние собственные движения звёзд почти по всему небу отличны от нуля и параллельны некоторому определенному направлению в пространстве. Естественно рассматривать это явление как результат движения Солнца относительно близких к нему звёзд. Изучение движения Солнца в пространстве явилось исторически первой задачей по исследованию звёздной кинематики.

Точка на небесной сфере, к которой направлено движение Солнца, называется *апексом* движения Солнца, или просто апексом, а диаметрально противоположная ей точка на небесной сфере – *антиапексом*. Само движение Солнца относительно окружающих его звёзд носит название движения к апексу. Составляющую собственного движения звёзд, вызванную движением Солнца к апексу, иногда называют, как уже говорилось в одной из предыдущих лекций, *вековым параллаксом*.

Можно рассматривать движение Солнца к апексу относительно всех наблюдаемых звёзд, или же относительно звёзд, отобранных по какому-либо признаку. В пространстве нет выделенной системы отсчёта, относительно которой можно было бы определить движение Солнца. Чтобы определить систему отсчёта, вводят понятие *центроида* группы объектов. Центроид задается всеми объектами рассматриваемой группы, а скоростью центроида считается средняя скорость движения этих объектов. Каждый из объектов, входящий в рассматриваемую группу (в том числе Солнце), имеет свою, так называемую *пекулярную* или *остаточную скорость* относительно центроида этих объектов. Очевидно, что сумма скоростей всех объектов относительно их

центроида равна нулю. Центроид можно определить как точку, занимаемую Солнцем, движущуюся относительно его же со скоростью, равной средней скорости объектов в данном элементарном макроскопическом объеме пространства. Этот объем должен быть достаточно велик, чтобы в него попадало много объектов, но при этом составлять малую долю объема всей звездной системы. Понятие центроида применимо к любой точке объема Галактики. При таком определении понятия центроида звездная система приобретает свойство непрерывности, а скорости центроидов определяют ее *поле скоростей*.

Движение Солнца относительно центроида визуально ярких звёзд до  $5^m$  –  $6^m$ , среди которых встречаются как близкие звёзды, так и далекие гиганты и сверхгиганты, получило название *стандартного движения Солнца*. Округленные значения сферических экваториальных координат точки неба, в которую направлен вектор остаточной скорости Солнца (*координаты стандартного апекса*) приняты равными  $A=18^h$ ,  $D=+30^0$ , а величина скорости движения к апексу равна  $V_0 = 19.5$  км/с. Соответствующие координаты стандартного апекса в галактической системе координат есть  $L = 56^0$ ,  $B = +23^0$ . Компоненты скорости Солнца в галактической системе координат получим по формулам:

$$\begin{aligned} u_0 &= V_0 \cos L \cos B, \\ v_0 &= V_0 \sin L \cos B, \\ w_0 &= V_0 \sin B. \end{aligned} \quad (9 - 1)$$

Отсюда возможно и обратное преобразование:

$$V_0 = \sqrt{u_0^2 + v_0^2 + w_0^2}, \quad \tan L = \frac{v_0}{u_0}, \quad \tan B = \frac{w_0}{\sqrt{u_0^2 + v_0^2}}. \quad (9 - 2)$$

Для стандартного апекса в галактической системе координат имеем:  $u_0 = -10.2$  км/с,  $v_0 = +15.1$  км/с,  $w_0 = +7.4$  км/с.

Кроме «стандартного» выделяют так называемое *основное движение Солнца*, относя его к центроиду близких (в пределах, например, 25 пк от Солнца) звёзд главной последовательности. Оно определяется следующими

величинами:  $V_0 = 15.5$  км/с,  $L = 45^\circ$ ,  $B = +24^\circ$ . Определение движения Солнца относительно этой группы звёзд более обосновано, чем определение движения относительно разнородной совокупности ярких звёзд.

Наконец, движение Солнца относительно центра инерции Галактики получится прибавлением к основному движению Солнца линейной скорости вращения Галактики на солнечном галактоцентрическом расстоянии, с которой, по предположению, движется центроид окружающих Солнце близких звёзд.

Определить движение Солнца относительно избранного центроида нетрудно по лучевым скоростям объектов, определяющих центроид. Если известны расстояния до объектов, компоненты движения Солнца можно определить и по собственным движениям. Для определенности возьмем объектами нашей выборки звёзды, хотя скорость Солнца можно определять и относительно звёздных скоплений, отдельных газовых облаков, планетарных туманностей и других объектов.

Пусть единственной, кроме остаточной скорости звезды, составляющей движения является отражение движения Солнца в пространстве. Тогда для лучевых скоростей и собственных движений можно записать:

$$\begin{aligned} v_r &= v'_r - u_0 \sin l \cos b + v_0 \cos l \cos b + w_0 \sin b, \\ 4.74 \mu_l r \cos b &= v'_l + u_0 \cos l + v_0 \sin l, \\ 4.74 \mu_b r &= v'_b + u_0 \cos l \sin b - v_0 \sin l \sin b + w_0 \cos b. \end{aligned} \quad (9-3)$$

В выражениях (9-3) в правых частях штрихами обозначены остаточные компоненты скорости звезды, которые для больших объемов выборок должны согласно определению центроида в среднем компенсироваться. Поэтому можно принять их равными нулю и использовать выражения (9-3) для получения оценок величин компонентов движения Солнца в пространстве методом наименьших квадратов.

Движение Солнца в пространстве, как величина, определяющая систему отсчёта скоростей в Галактике, неоднократно определялось разными авторами относительно различных центроидов. В таблице 9-1 приведены некоторые из этих определений, взятые из работ различных исследователей. В первом



столбце таблицы указаны объекты, относительно которых определено пространственное движение Солнца, а в шести последующих – величина этого движения.

Таблица 9.1.

Центроид	$V_{\odot}$ км/с	$L_{\odot}$ град	$B_{\odot}$ град	$u_{\odot}$ км/с	$v_{\odot}$ км/с	$w_{\odot}$ км/с
Круговые орбиты	18.5	-	-	-8.5	14.8	(7.0)
Области НII	-	-	-	-7.5	13.1	(7.0)
BOV	19	57	21	-9.6	14.5	6.7
FOV	17	44	25	-11.1	10.8	7.2
GOV	26	56	15	-14.5	21.1	6.4
K5V	25	68	14	-9.5	22.4	5.8
КОIII	22	60	17	-10.6	18.6	6.5
$\delta$ Cep	17	54	27	-8.6	12.0	7.6
O-B5I	17	56	13	-9.0	13.4	6.5
Межзвёздный СаII	20	52	24	-11.4	14.4	8.2
Рассеянные скопл.	22	70	22	-7.0	19.5	8.2
Субгиганты	36	75	15	-8.0	28.0	8.0
Белые карлики	38	81	12	-6.0	37.0	8.0
Субкарлики	150	93	1	8	150	3
RR Lyr	225	90	6	0	225	25
Шаровые скопления	182	87	2	-10	182	6

Для наименьших значений движения Солнца (первые шесть строк таблицы 9-1) ошибки каждого компонента составляют (1 – 2) км/с, для остальных – несколько больше. Хорошо видно, что движение Солнца в пространстве разделяет объекты Галактики по кинематическим признакам на две подсистемы. К первой подсистеме относится большинство звёзд окрестностей Солнца с умеренными скоростями, к этой же подсистеме относятся рассеянные звёздные скопления и зоны НII, при этом более старые

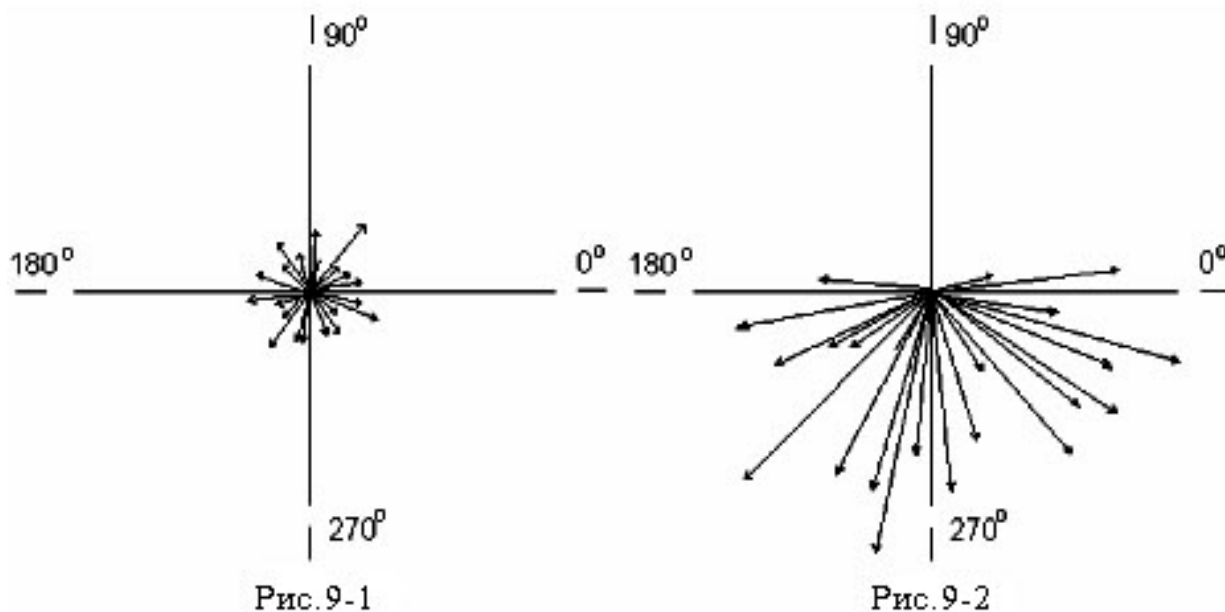
объекты показывают несколько большее движение. Очень сильно от этих подсистем отличаются по кинематическим признакам шаровые звёздные скопления, звёзды типа RR Лиры и субкарлики. Отметим, что межзвёздная среда по кинематическим характеристикам не отличается от большинства звёзд окрестностей Солнца.

Отдельно рассмотрим определение скорости Солнца относительно звёзд с круговыми галактическими орбитами. Дело в том, что имеется способ однозначно, независимо от выборки объектов определить точку отсчёта скоростей в окрестности Солнца, связав ее с круговой скоростью движения в Галактике, определив ее как скорость движения по круговой орбите на расстоянии Солнца от центра Галактики. У звёзд, движущихся по орбитам близким к круговым, остаточные скорости должны быть близки к нулю. Для определения движения Солнца относительно центроида звёзд, движущихся по круговым орбитам, необходимо создать большую выборку звёзд и постепенно удалять из нее звёзды с большими остаточными скоростями. В первой строке таблицы 9-1 движение Солнца было определено по выборке ОВ-звёзд окрестностей Солнца (около 450 звёзд), половина из которых была удалена как имеющая наибольшие остаточные скорости относительно среднего значения. Такой выбор базового центроида фиксирует систему отсчёта к наиболее молодым близким звездам поля, которые, по предположению, должны двигаться по круговым орбитам, как и межзвёздная среда, из которой они образовались. (Последнее утверждение верно лишь приблизительно, поскольку, как будет отмечено ниже, основная масса близких ОВ-звёзд принадлежит движущемуся относительно круговой скорости на солнечном галактоцентрическом расстоянии Поясу Гулда.) Одновременно и остаточные скорости самых разных объектов можно изучать относительно одного центроида, связанного физически с Галактикой в целом.

Движение Солнца в пространстве определяет систему отсчёта скоростей в окрестностях Солнца, так называемую локальную систему покоя (английская аббревиатура - LSR).

## §9.2 Остаточные скорости звёзд

Исследование остаточных скоростей звёзд, т.е. скоростей относительно определенных центроидов позволяет выявить кинематические признаки отдельных типов объектов и связать их с особенностями пространственного распределения этих объектов и их астрофизическими признаками. В качестве астрофизических признаков могут выступать, например, возраст или химический состав. Интуитивно распределение остаточных скоростей представляется сферическим, аналогичным распределению Максвелла для молекул газа, находящихся в термодинамическом равновесии. Однако сферичность распределения в «звёздном газе» не наблюдается.



Как было показано в предыдущем параграфе, уже определение движения Солнца в пространстве позволяет разделить объекты Галактики по кинематическим признакам. Рассмотрим теперь, как распределение остаточных скоростей близких звёзд зависит от величины средней остаточной скорости. На рисунке 9-1 показано распределение остаточных скоростей звёзд (точнее – их проекций на плоскость Галактики) для звёзд с полными остаточными скоростями менее 65 км/с (как позднее будет ясно, такое ограничение заведомо

оставляет в выборке только звёзды, принадлежащие подсистеме тонкого галактического диска, исключая звёзды более старых подсистем). Как видим, распределение направлений векторов остаточных скоростей звёзд близко к сферическому – в первом приближении выделенных направлений не заметно.

На следующем рисунке 9-2 показано распределение векторов остаточной скорости в проекции на плоскость Галактики для быстрых звёзд, у которых остаточные скорости превышают 65 км/с. Здесь мы уже видим резкую асимметрию – большие остаточные скорости направлены преимущественно в сторону третьего и четвертого квадрантов галактических долгот. Кроме асимметрии движений звёзд с большими остаточными скоростями обнаружилось, что средние остаточные скорости и средние пространственные скорости увеличиваются по мере продвижения к более поздним спектральным классам звёзд главной последовательности. Это навело на мысль, что звёзды, относящиеся к разным частям ГР-диаграммы, могут отличаться кинематическими свойствами. Позже выяснилось, что изменение кинематических свойств сопровождается и изменением в их пространственном расположении. Мы уже видели это на примере различий движения Солнца в пространстве относительно рассеянных и шаровых звёздных скоплений, различающихся и пространственным распределением в Галактике. В итоге наличие деление населений Галактики по крайней мере на две отдельные подсистемы, различающиеся свойствами пространственного распределения и кинематическими параметрами.

В таблице 9-2, во многом аналогичной таблице 9-1, приведены параметры движения Солнца в пространстве по отношению к звездам с разными скоростями. Из таблицы мы видим четкую зависимость координат апекса и величины остаточной скорости Солнца от средней скорости входящих в выборку звёзд.

Таблица 9-2

Пределы, км/с	$\langle V \rangle$ км/с	$V_{\odot}$ км/с	$L$ град	$B$ град
0-25	13.9	17.3	53	+18
25-45	29.6	13.6	59	+26
45-65	56.1	25.5	70	+16
65-100	85.1	43.8	69	+15
100-250	199.2	109.0	78	+6
>250	384.6	284.3	98	-1

Свойства скоростей галактических объектов впервые были продемонстрированы Стрембергом в 1924 - 1925 гг. при исследовании пространственных скоростей 4600 объектов, разделенных на 50 однородных по физическим признакам групп. В группы вошли звёзды, звёздные скопления, планетарные туманности и ближайшие галактики. Для каждой группы плотность распределения компонентов пространственных скоростей были им представлены в виде:

$$F(u, v, w) = C \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \frac{(u - u_0)^2}{\sigma_1^2} + \frac{(v - v_0)^2}{\sigma_2^2} + \frac{(w - w_0)^2}{\sigma_3^2} \right] \right\}, \quad (9-4)$$

где  $u_0, v_0, w_0$  - компоненты скорости центра каждой группы объектов по отношению к Солнцу. Эти три величины, а также три величины дисперсий скоростей по трем осям  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  являются неизвестными. Как видно из выражения (9-4), распределения скоростей объектов представлялось в виде эллипсоидального распределения, причем оси эллипсоидов равной плотности вероятности совпадают с осями координат. Вместо таблицы численных значений неизвестных, полученных для каждой группы, приведем рисунок 9-3, подобным которому Стремберг в 1925 г. иллюстрировал результаты своей работы. На рисунке показаны проекции эллипсоидов скоростей на галактическую плоскость, при этом полуоси эллипсоидов равны значениям



Рис. 9-3

дисперсий скоростей  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ . В начале координат находится Солнце, на осях отложены скорости в км/с. Расстояние каждого эллипса от начала координат есть скорость соответствующего центра относительно Солнца. (Вокруг маленьких кружков должны быть окружности радиуса  $\sim 200$  км/с для звезд с  $V_{\max}$  и  $V_{r_{\max}}$  и  $\sim 300$  км/с для

галактик.) Из рисунка следует главный вывод – чем дальше центр от начала координат, тем больше дисперсия скоростей соответствующей группы объектов относительно центра этой группы. Большая стрелка, на которую ложатся все центры, называется *осью асимметрии Стремберга*. Ее направление обратно направлению движения самых быстрых звезд на рис. 9-2 и

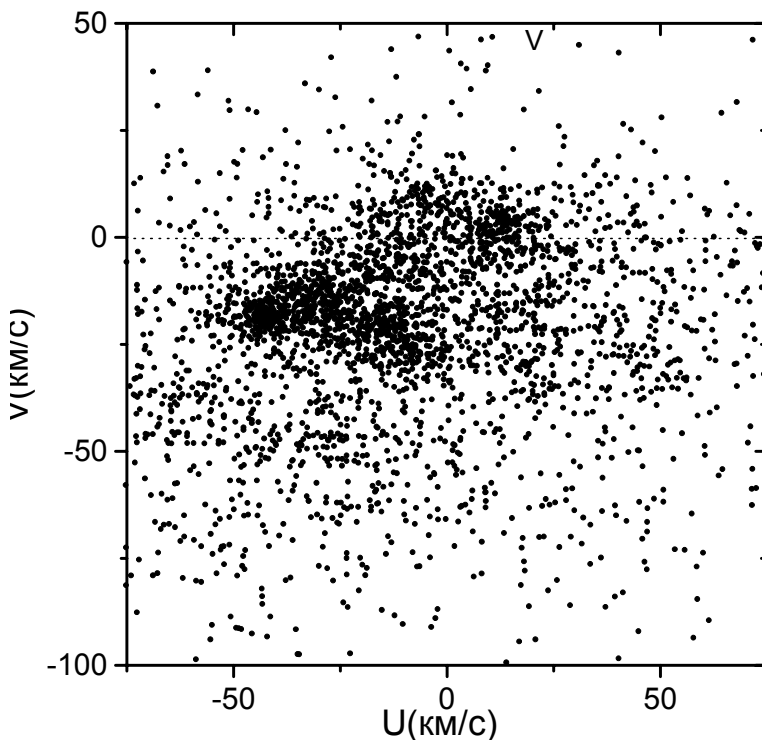


Рис. 9-4

почти перпендикулярно направлению на центр Галактики, куда практически всегда направлены большие полуоси эллипсоидов остаточных скоростей. Группы самых быстрых звезд и галактики имеют очень большие дисперсии скоростей и на рисунке не показаны (для быстрых звезд окружности должны быть радиусами  $\approx 200$  км/с, а для

галактик  $\approx 300$  км/с). На рис. 9-4 асимметрия звездных движений показана по

современным данным о пространственных скоростях звёзд, лежащих в пределах 50 пк от Солнца. Из рисунка видно, что большинство звёзд расположено под воображаемой линией  $V = 0$ , как и на рис. 9-3.

Рассмотренные особенности движений галактических объектов получили в дальнейшем объяснение в теории галактического вращения. Сначала Стремберг, затем Линдبلاد и Оорт в 20-х годах XX-го века предположили, что разные типы объектов принимают разное участие во вращении Галактики. При этом объекты с большими скоростями относительно Солнца – субкарлики, лириды поля и шаровые скопления – оказались на самом деле самыми медленными, эти подсистемы в целом очень медленно вращаются вокруг центра Галактики. А такие объекты, как звёзды ранних спектральных классов, классические цефеиды и рассеянные звёздные скопления, как оказывается, вращаются вокруг галактического центра значительно быстрее.

Включение Стрембергом в его исследование группы близких галактик привело к появлению первой оценки скорости вращения Галактики. Можно считать, что расстояние вдоль оси асимметрии между центроидом околосолнечных звёзд и «центроидом» рассмотренных Стрембергом галактик определяет сумму скорости вращения околосолнечного центроида вокруг центра Галактики и остаточной скорости Солнца. Эта величина полагается сейчас равной около 250 км/с. Таково, следовательно, приближенное значение круговой скорости вращения Галактики на расстоянии Солнца от ее центра. В направлении вращения Галактики практически нет скоростей, превышающих  $250+65$  км/с, значит величина 315 км/с может считаться оценкой предельной (критической) скорости на этом расстоянии от центра Галактики. В дальнейшем мы рассмотрим теорию вращения Галактики более подробно.

### §9.3 Распределение Шварцшильда

Как известно из статистической механики, полное описание системы взаимодействующих частиц можно дать, если знать распределение частиц по координатам и скоростям – так называемую *функцию фазовой плотности*. Если проинтегрировать такую функцию по скоростям, то получим пространственное распределение частиц. Пространственное распределение звёзд и газовых облаков в Галактике мы рассмотрели в предыдущих лекциях. Если проинтегрировать функцию фазовой плотности по координатам, мы получим распределение скоростей частиц, а исключив потоковые движения – например вращение Галактики и движение Солнца в пространстве, мы получим распределение остаточных скоростей, которое можно исследовать на основе наблюдательных данных. Некоторые сведения о дисперсии скоростей мы уже получили в предыдущих параграфах. Рассмотрим распределение остаточных скоростей звёзд в Галактике более подробно.

Чтобы исследовать распределение остаточных скоростей звёзд введем функцию распределения векторов скоростей  $f(\vec{v})$ . В таком случае  $dN = f(\vec{v})d\vec{v}$ , где  $dN$  есть число звёзд, векторы остаточных скоростей которых заключены между  $\vec{v}$  и  $\vec{v} + d\vec{v}$ . Если бы распределение векторов скоростей было случайным и для каждой звезды являлось следствием многих взаимодействий, изменяющих скорость, то  $f(\vec{v})$  выражалась бы трехмерным нормальным распределением:

$$f(u, v, w)dudvdw = K \cdot \exp((A\vec{v}, \vec{v})), \quad (9 - 5)$$

где  $A$  есть так называемая ковариационная матрица, содержащая дисперсии и ковариации величин  $u$ ,  $v$  и  $w$ , а во внутренних скобках под знаком экспоненты стоит полная квадратичная форма от компонентов скорости звезды:

$$(A\vec{v}, \vec{v}) = a \cdot u^2 + b \cdot v^2 + c \cdot w^2 + 2f \cdot uv + 2g \cdot uw + 2h \cdot vw. \quad (9 - 6)$$

Линейные члены здесь не приведены, так как по определению остаточной скорости они равны нулю. Отметим также, что в общем случае, если



рассматривать распределение скоростей в Галактике в целом, коэффициенты, входящие в выражение (9-6), есть функции координат. Если рассматривать только ближайшие окрестности Солнца, то коэффициенты можно считать константами.

Если приравнять показатель степени в выражении (9 –5) константе, то получим уровневую поверхность, описывающую форму распределения. В частности, такие поверхности для трехмерного нормального распределения являются трехосными эллипсоидами. Впервые описание распределения остаточных скоростей звёзд с помощью такой плотности распределения предложил в начале XX-го века Шварцшильд. В более простом случае, когда направления осей эллипсоида скоростей совпадают с осями координат, ковариации (множители при произведениях разных компонентов) равны нулю и параметрами распределения оказываются только дисперсии скоростей по трем координатам – дисперсии компонентов вектора остаточной пространственной скорости. Распределение Шварцшильда при этом принимает следующий вид:

$$f(u, v, w) du dv dw = K \cdot \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma_u^2} - \frac{v^2}{2\sigma_v^2} - \frac{w^2}{2\sigma_w^2}\right), \quad (9 - 7)$$

где  $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$  обозначают соответствующие дисперсии остаточных скоростей. Как известно, квадратичную форму можно привести к нормальному виду методами линейной алгебры, так что из наблюдательных данных мы можем получить не только дисперсии скоростей, но и остальные константы выражения (9-5), значит можно оценить не только величины дисперсии скоростей, но и ориентацию эллипсоида скоростей в пространстве.

В течение XX-го века много усилия было затрачено на определение параметров эллипсоидов скоростей, так как эти параметры тесно связаны с динамикой Галактики. Изучались как дисперсии скоростей, так и ориентация эллипсоида скоростей в пространстве. Кстати, направление большой оси эллипсоида скоростей называется *направлением вертекса*, это название пришло из так называемой теории двух потоков – одной из попыток описания

остаточных скоростей, имеющей в настоящее время лишь исторический интерес. Получить параметры эллипсоида скоростей из наблюдательных данных достаточно легко. Для этого можно использовать или лучевые скорости, или собственные движения и расстояния до исследуемых объектов. Особенно легко получить их из компонентов полной пространственной скорости. Для этого надо к выражению (9-5) добавить еще одно неизвестное – константу, а для выборки наблюдаемых пространственных остаточных скоростей использовать (9-6) как условные уравнения, находя параметры методом наименьших квадратов. Этот метод впервые был предложен в начале XX века Дзевульским. Использование отдельно лучевых скоростей или собственных движений более трудоемко, при этом результаты сильно зависят от распределения используемых звезд по небу – оно должно быть по возможности равномерным, чего добиться достаточно трудно.

Еще легче получить по пространственным скоростям параметры выражения (9-7). Для этого надо просто вычислить соответствующие дисперсии компонентов остаточной скорости:

$$\sigma_u^2 = \frac{\sum u_i^2}{N-1}, \quad \sigma_v^2 = \frac{\sum v_i^2}{N-1}, \quad \sigma_w^2 = \frac{\sum w_i^2}{N-1}. \quad (9 - 8)$$

Позже мы рассмотрим связь дисперсий скоростей с динамическими свойствами Галактики на примере модели стационарной Галактики. Стационарность при этом означает неизменность функции фазовой плотности со временем. Отметим только, что эта модель приводит к совершенно определенным соотношениям между дисперсиями компонентов остаточных скоростей. А именно, в этом случае две большие и равные по величине полуоси должны быть направлены на центр Галактики и перпендикулярно плоскости диска (в направлении оси  $z$ ). Малая полуось должна быть направлена в сторону галактического вращения. А отношение малой полуоси к большой при этом определяется только кривой круговых скоростей вращения Галактики и для малой окрестности Солнца должно выполняться соотношение:

$$\frac{\sigma_u}{\sigma_v} = \sqrt{1 - \frac{A}{B}}, \quad (9 - 9)$$

где  $A$  и  $B$  есть так называемые *постоянные Оорта*, также определяемые из наблюдений. Отметим, что этот результат получается даже при более общих предположениях о форме распределения остаточных скоростей, чем задаваемое эллипсоидом Шварцшильда (9-7), так как здесь достаточно, чтобы плотность распределения скоростей имела вид  $f = f(Q)$ , где  $Q$  есть полная квадратичная форма от компонент остаточной скорости, а функция  $f$  не обязательно являлась экспоненциальной. Также отметим, что при стандартных значениях постоянных Оорта ( $A = 15$  км/с/кпк и  $B = -10$  км/с/кпк) мы получаем отношение дисперсий  $\frac{\sigma_u}{\sigma_v} = 1.58$ . Эту величину можно сравнить с результатами обработки наблюдательных данных.

#### ***§9.4 Параметры эллипсоида скоростей по данным наблюдений***

Перейдем теперь к выводам о параметрах эллипсоида скоростей, полученных на основе наблюдательных данных, причем на этот раз ограничимся звездами диска Галактики. Прежде всего отметим, что наблюдательные данные не показывают отклонения направления вертекса от направления на центр Галактики для всех звёзд, кроме ярких В-звёзд. Яркие В-звёзды нашего неба, как известно, образуют выделяющуюся подсистему, так называемый Пояс Гулда, а именно плоскую подсистему, наклоненную к плоскости Галактики на угол порядка  $20^\circ$ . Только эти звёзды показывают заметное так называемое отклонение вертекса. Много усилий было затрачено на поиск объяснения этого эффекта. В конце концов, интерес к этому вопросу упал, и отклонение вертекса отнесли к небольшим в масштабах Галактики местным отклонениям от общего поведения объектов. Звёзды остальных типов отклонения вертекса не показывают, что дает возможность ограничить наше

обсуждение только дисперсиями компонентов остаточной скорости, не исследуя остальных параметров эллипсоида скоростей.

Надо понимать, что наше знание дисперсий скоростей в основном относится к ближайшим окрестностям Солнца.

В таблице 9-3 представлены результаты нескольких определений дисперсий скоростей для звёзд разных типов.

Таблица 9-3.

Тип звёзд	$\sigma_u$ , км/с	$\sigma_v$ , км/с	$\sigma_w$ , км/с	$\sigma_u/\sigma_v$
F V	28	15	16	1.87
G V	42	25	20	1.68
K V	44	27	17	1.63
M Ve	27	21	15	1.29
KIII-GIII	31	23	22	1.35
MIII	33	24	17	1.38

Приведем также более ранний, чем показанные в таблице, результат Паренаго, согласно которому в околосолнечной окрестности полуоси эллипсоида скоростей, усредненные по многим определениям, относятся как 8:5:4, тогда как для стационарной галактики требуется 8:5:8. Как видим, по сравнению с требованиями теории стационарной галактики, наблюдательные данные показывают, что дисперсия скоростей по оси  $z$  меньше, чем в других направлениях, так что описание нашей Галактики как стационарного объекта неадекватно.

Более тщательные исследования показывают, что дисперсия скоростей объектов диска связана с их возрастом. Так, у OB-звёзд и рассеянных звёздных скоплений дисперсия скоростей в направлении центра Галактики менее 15 км/с, а поперек галактического диска – около 7 км/с. Среди объектов в таблице 9-3

наименьшие средние возрасты имеют F-звёзды и M-карлики с эмиссией, они же имеют и наименьшие дисперсии скоростей.

По современным данным получается, что дисперсии компонентов остаточных скоростей звёзд тонкого диска Галактики связаны с их возрастом приблизительно как  $\sigma \propto t^{1/4}$ . Эти зависимости по данным каталога Холмберг и др. (2007) приведены на рис. 9-5. Все зависимости аппроксимированы степенным законом методом наименьших квадратов, при этом показатели степени оказались в пределах (0.22 – 0.27).

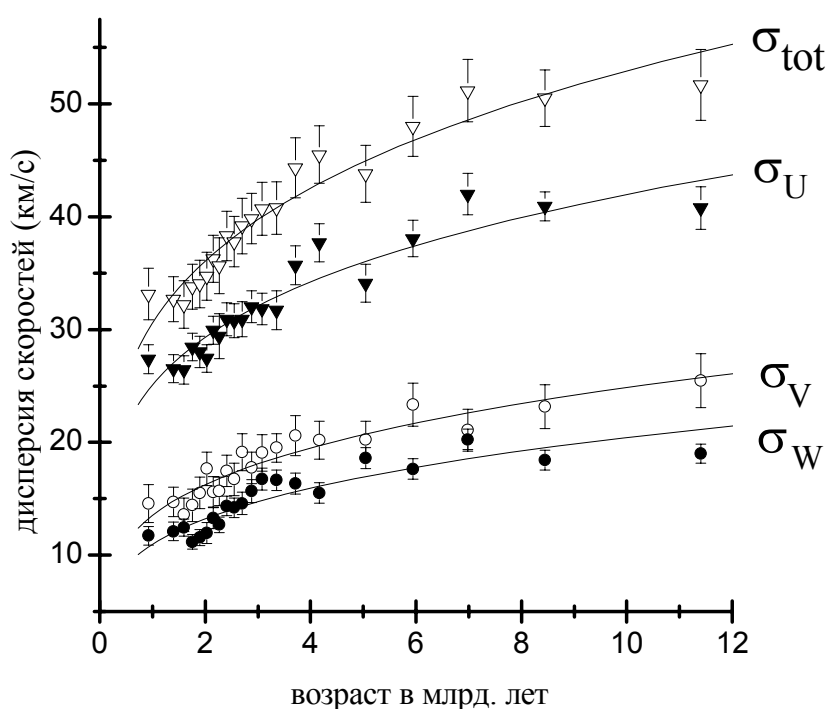


Рис. 9-5

Отметим также, что толщина галактического диска тесно связана с дисперсией скоростей в z-направлении – чем больше скорость звезды по оси z, тем на большую высоту звезда может подниматься при движении в диске. То, что самые молодые объекты диска составляют самые сплюснутые подсистемы, сопровождается их минимальными дисперсиями скоростей в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики.

## Лекция 10. Вращение Галактики

### §10.1 Формулы Ботлингера

Рассмотрим несложную кинематическую модель Галактики, сделав упрощающее предположение, что центроиды движутся вокруг центра Галактики по круговым орбитам. Движение осуществляется вокруг оси симметрии Галактики в плоскостях, параллельных основной плоскости симметрии Галактики. При этом в каждой из параллельных плоскостей вращение происходит одинаково, т.е. функции, описывающие вращение Галактики не зависят от  $z$ . Такой тип движения называется *баротропным* вращением. При этом на закон вращения – зависимость скорости вращения от расстояния до оси вращения Галактики – никаких ограничений не накладываемся. Выведем формулы, описывающие наблюдаемые проявления вращения Галактики при сделанных предположениях, следуя Ботлингеру.

Рассмотрим объект  $S$ , лежащий в плоскости Галактики (см. рис. 10-1). Вектор  $\vec{V}_0$  представляет собой линейную скорость кругового движения центроида  $S_0$  звёзд, вместе с Солнцем обращающегося вокруг центра Галактики на расстоянии  $R_0$  от оси ее вращения. Вектор  $\vec{V}$  – круговая скорость центроида  $S$ , находящегося на расстоянии  $r$  от центроида  $S_0$  и характеризуемого

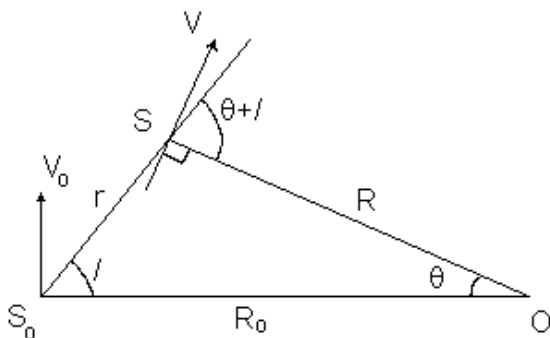


Рис.10-1.

галактической долготой  $l$ . Согласно принятой модели векторы  $\vec{V}$  и  $\vec{V}_0$  направлены по касательным к окружностям с радиусами  $R$  и  $R_0$ . Угловые скорости кругового движения на расстояниях  $R$  и  $R_0$  от оси вращения Галактики будут:

$$\begin{aligned}\omega(R) &= \omega = \frac{V}{R}, \\ \omega(R_0) &= \omega_0 = \frac{V_0}{R_0}.\end{aligned}\quad (10-1)$$

Найдем проекции векторов  $V$  и  $V_0$  на луч зрения  $S_0S$ . Они, соответственно, равны  $V \cos[90^\circ - (\theta + l)]$  и  $V_0 \cos(90^\circ - l)$  или, используя (10-1),  $\omega R \sin(\theta + l)$  и  $\omega_0 R_0 \sin l$ . Разность этих двух величин есть составляющая лучевой скорости, отражающая дифференциальное вращение Галактики:

$$\Delta v_r = \omega R \sin(\theta + l) - \omega_0 R_0 \sin l. \quad (10-2)$$

Воспользуемся теоремой синусов для треугольника  $S_0OS$ :

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(\theta + l)}{R_0}, \quad (10-3)$$

откуда получим:

$$R \sin(\theta + l) = R_0 \sin l. \quad (10-4)$$

Подставив синус суммы углов из (10-4) в выражение (10-2) получим формулу Ботлингера для лучевых скоростей:

$$\Delta v_r = R_0 (\omega - \omega_0) \sin l \cos b, \quad (10-5)$$

где множитель  $\cos b$  введен для учета галактической широты, так как  $R$  есть расстояние точки  $S$  от оси вращения, а не от центра Галактики.

Аналогично можно вывести формулу для тангенциальной скорости  $v_l = 4.74 r \mu_l \cos b$ :

$$\Delta v_l = R_0 (\omega - \omega_0) \cos l - \omega r \cos b. \quad (10-6)$$

Можно также вывести подобное выражение и для  $v_b = 4.74 r \mu_b \cos b$ , однако обычно формулы Ботлингера применяются для объектов, лежащих вблизи плоскости Галактики, для которых этот компонент тангенциальной скорости содержит малый вклад от вращения Галактики. Поэтому формула для  $v_b$  в исследованиях не применяется.

Напомним, что в (10-5) и (10-6) частота вращения  $\omega$  Галактики, часто называемая *кривой вращения Галактики*, является функцией расстояния от оси вращения Галактики  $R$ . Выражения (10-5) и (10-6) являются основными формулами, применяемыми при исследовании кинематических свойств галактического диска. Отметим, что такой важный параметр галактического вращения, как частота вращения Галактики на расстоянии Солнца  $\omega_0$ , может быть определен только с использованием собственных движений из выражения (10-6), тогда как с помощью лучевых скоростей кривая вращения определяется только с точностью до постоянного слагаемого  $\omega_0$ . Поэтому точность определения частоты вращения Галактики целиком определяется точностью системы, используемой для оценки собственных движений.

### **§10.2 Формулы Оорта**

В формулах (10-5) – (10-6) неизвестными являются как постоянные  $R_0$  и  $\omega_0$ , так и функция  $\omega(R)$ , поэтому непосредственно их использовать затруднительно. Традиционно для исследования кинематических свойств галактического диска пользовались двумя вариантами приближенных формул, получаемых с помощью разложения правых частей основных формул в ряд по малым параметрам. Получим эти формулы. Считая, что функция  $\omega(R)$  является непрерывной, можно разложить ее в ряд по степеням  $(R-R_0)$ :

$$\omega(R) = \omega(R_0) + \frac{R-R_0}{1} \omega'(R_0) + \frac{(R-R_0)^2}{1 \cdot 2} \omega''(R_0) + \dots \quad (10-7)$$

Ограничимся первой степенью разложения и подставим этот отрезок ряда (10-7) в формулу (10-5). Получим:

$$\Delta v_r = R_0 \omega'_0 (R - R_0) \sin l \cos b. \quad (10-8)$$



Введя обозначение  $A = -\frac{1}{2}R_0\omega'_0$ , где величина  $A$  носит название постоянной Оорта, получаем первую из приближенных формул, верную для объектов, мало уклоняющихся от круга Солнца:

$$\Delta v_r = -2A(R - R_0)\sin l \cos b. \quad (10 - 9)$$

Согласно теореме косинусов из треугольника  $S_0OS$  можно записать:

$$R = [R_0^2 + r^2 - 2Rr \cos l]^{1/2} = R_0[1 + (\frac{r}{R_0})^2 - 2\frac{r \cos l}{R_0}]^{1/2}. \quad (10 - 10)$$

Правую часть выражения (10-10) разложим в ряд, считая малым отношение  $r/R_0$ , и оставляя только линейный член разложения, получим  $R - R_0 = -r \cos l$ . Подставив это выражение в разложение кривой вращения (10-7) и ограничиваясь первым членом ряда, получим:

$$\omega(R) = \omega(R_0) - r \cos l \cdot \omega'(R_0). \quad (10 - 11)$$

Разность угловых скоростей из (10-11) подставим в выражение (10-5), заменим при этом  $\cos l \sin l$  на  $\frac{1}{2} \sin 2l$ , получим:

$$\Delta v_r = -\frac{1}{2}R_0\omega'(R_0)r \sin 2l \cos b. \quad (10 - 12)$$

Вновь вводя постоянную Оорта  $A = -\frac{1}{2}R_0\omega'_0$  в выражение (10-12) и приводя объекты к галактической плоскости еще одним умножением на  $\cos b$ , получаем знаменитую формулу двойной волны Оорта:

$$\Delta v_r = Ar \sin 2l \cos^2 b + K. \quad (10 - 13)$$

Считается, что формула (10-13) удовлетворительно описывает дифференциальное галактическое вращения до расстояний от Солнца порядка 1 кпк, для больших расстояний следует учитывать еще один член в разложении. В формуле (10-13) добавлен член  $K$ , не фигурировавший при ее выводе. Его ввели из тех соображений, что наблюдаемые лучевые скорости могут иметь систематическую составляющую, не связанную с вращением Галактики. Во всяком случае, практика показала, что при решении уравнения (10-13) методом

наименьших квадратов, введение  $K$ -члена улучшает результаты расчётов. Появление  $K$ -члена в лучевых скоростях может вызываться многими причинами. Во-первых, определение лучевых скоростей – непростое дело, и вполне возможно появление систематических ошибок при получении лучевых скоростей из наблюдений спектров звёзд. Во-вторых, для некоторых типов звёзд, прежде всего –  $O$ -звёзд главной последовательности, заметным является гравитационное красное смещение, достигающее у звёзд класса  $O5V$  величины  $3.5$  км/с. В третьих, в движениях звёзд может присутствовать постоянная составляющая, вызываемая расширением или сжатием той подсистемы, кинематические свойства которой мы изучаем. Так, для ярких  $B$ -звёзд окрестностей Солнца  $K$ -эффект достигает величины  $+4.5$  км/с и вызывается особенностями движений в Местной Системе – Поясе Гулда.

Наблюдаемая лучевая скорость в данной модели есть сумма из трех компонентов – следствия галактического вращения, движения Солнца в пространстве и пекулярной скорости объекта. Зная скорость Солнца в пространстве и расстояния до объектов, можно получить по наблюдаемым лучевым скоростям объектов оценку постоянной Оорта  $A$ . Величина  $A$ , характеризующая наклон касательной к кривой вращения, оказывается положительной и приблизительно равной  $15$  км/с/кпк. Положительность постоянной Оорта  $A$  означает отрицательность производной от угловой скорости вращения Галактики, значит в окрестностях Солнца угловая скорость вращения убывает с ростом галактоцентрического расстояния.

Рассмотрим теперь влияние дифференциального вращения Галактики на тангенциальные компоненты движения звёзд. Разность проекций круговых скоростей  $V$  и  $V_0$  на плоскость, перпендикулярную лучу зрения (*картинную плоскость*) дает тангенциальную скорость:

$$\Delta v_t = V \cos(\theta + l) - V_0 \cos l. \quad (10 - 14)$$

Из рис.10-1 можно найти следующую связь:

$$R \cos(\theta + l) = R_0 \cos l - r, \quad (10 - 15)$$

с помощью которой можно выразить  $\cos(\theta + l)$  и, подставив его в (10-14), получить:

$$\Delta v_l = \frac{VR_0}{R} \cos l - \frac{V}{R} r - \frac{V_0 \cos l}{R_0} R_0. \quad (10 - 16)$$

Заменяв  $V_0/R_0$  через  $\omega_0$ , а  $V/R$  через  $\omega$ , получим выражение:

$$\Delta v_l = R_0(\omega - \omega_0) \cos l - \omega \cdot r, \quad (10 - 17)$$

для описания влияния дифференциального галактического вращения на тангенциальный компонент скорости по галактической долготе. Вновь используя соответствующие разложения, приходим к формуле Оорта для приближенного описания этого влияния при небольших, по сравнению с  $R_0$ , расстояниях от Солнца:

$$\Delta v_l = Ar \cos 2l \cos b + Br \cos b, \quad (10 - 18)$$

где введено обозначение  $B = -\omega_0 - \frac{1}{2} \omega'(R_0) R_0$  - вторая постоянная Оорта. По измеренным собственным движениям и расстояниям до объектов выборки постоянные Оорта  $A$  и  $B$  можно вычислить по формуле (10-18) методом наименьших квадратов.

Из определения постоянных Оорта имеем:

$$\omega_0 = A - B. \quad (10 - 19)$$

Это выражение дает возможность найти частоту вращения Галактики на солнечном галактоцентрическом расстоянии. Её мы рассмотрим в одном из следующих параграфов.

### ***§10.3 Определение расстояния Солнца от центра Галактики***

Формулы дифференциального вращения Галактики дают возможность по измеренным лучевым скоростям и расстояниям от Солнца звёзд и звёздных скоплений оценить расстояние Солнца от оси вращения Галактики. Рассмотрим один из методов оценки величины  $R_0$  по кинематическим данным, прежде

всего – по лучевым скоростям. Используем для оценки  $R_0$  выражение (10-9). Из него видно, что составляющая лучевой скорости, вызванная дифференциальным вращением Галактики, равна нулю для объектов, находящихся, как и Солнце, на расстоянии  $R_0$  от центра Галактики. Понятно, что вращение здесь рассматривается в рамках той же модели, что и ранее – модели кругового баротропного вращения. Рис. 10-2 поясняет дальнейшие

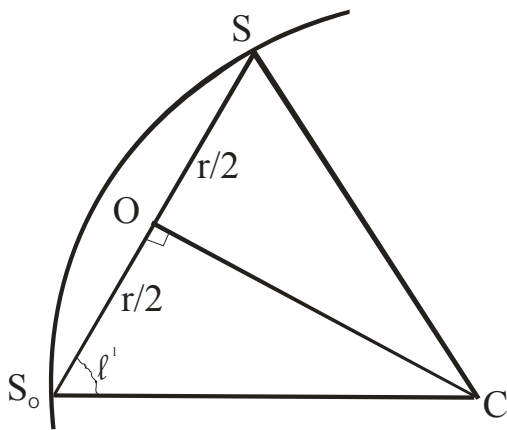


Рис. 10-2

выкладки. На рисунке  $C$  – центр Галактики,  $S_0$  отмечает положение Солнца, а  $S$  – положение объекта, также находящегося на расстоянии  $R_0$  от оси вращения Галактики. Если мы найдем угол  $l'$ , который соответствует нулевой составляющей лучевой скорости, вызванной вращением Галактики, мы легко запишем выражение для определения  $R_0$ :

$$R_0 = \frac{r}{2 \cos l'}. \quad (10 - 20)$$

Пусть мы выбрали группу объектов с почти одинаковыми расстояниями от Солнца. Построим график зависимости исправленных за движение Солнца в пространстве величин  $\Delta v_r$  от  $\cos l$  для этих объектов. Проведем через точки этой зависимости кривую, которую в случае небольшого интервала величин  $\cos l$  можно считать прямой, и найдем величину  $\cos l$ , при котором уравнение этой прямой дает нуль. Это и будет значение  $\cos l'$ , которое надо подставить в выражение (10-20) для получения расстояния Солнца от центра Галактики. Так как в величины лучевой скорости входят пекулярные составляющие, разброс точек на зависимости  $\Delta v_r$  от  $\cos l$  будет велик, и уравнение прямой следует получать методом наименьших квадратов. Реально выборку подходящих объектов делят на интервалы для разных значений  $r$ , и получают оценки  $R_0$  по отдельности для каждой группы, которые потом усредняют.

Придумано много модификаций метода определения расстояния Солнца от оси вращения Галактики из кинематических данных. Эти методы можно найти в научной литературе. Для определения величины  $R_0$  естественно использовать объекты большой светимости с наименьшей дисперсией остаточных скоростей. Такими объектами являются O и B звёзды, рассеянные звёздные скопления и классические цефеиды. Именно по этим объектам всегда и оценивалась эта величина. Так, по рассеянным звёздным скоплениям, шкала расстояний которых была согласована с тригонометрическими параллаксами Hipparcos, Локтин и Герасименко из Уральского университета, используя разные кинематические методы и данные о 170 объектах, получили оценку  $R_0 = 8.3 \pm 0.3$  кпк.

Ни один кинематический метод не учитывает возможные крупномасштабные отклонения от кругового движения центроидов. Поэтому результаты, получаемые кинематическими методами, нуждаются в уточнении. Независимым методом является, в частности, исследование изменения плотности некоторых объектов в направлении галактического центра. Так недавно, Макнамара и др. в исследовании изменения плотности переменных типа  $\delta$  Щита и RR Лиры получили оценку  $R_0 = 7.9 \pm 0.3$  кпк. Эта оценка, как мы видим, мало отличается от приведенного выше значения, полученного по лучевым скоростям рассеянных звёздных скоплений. Можно считать, что расстояние Солнца от центра Галактики близко к величине 8 кпк.

#### ***§10.4 Определение частоты вращения Галактики***

Как показывает выражение (10-19), частоту вращения Галактики на солнечном расстоянии от оси вращения можно определить, зная значения постоянных Оорта. Многочисленные определения постоянной Оорта  $B$  привели к оценке  $B = -10$  км/с/кпк. В результате для оценки частоты вращения Галактики на круге Солнца имеем  $\omega_0 = 25$  км/с/кпк. Из размерностей мы видим,

что эта величина действительно имеет размерность частоты. Приведем размерность к времени полного оборота в миллионах лет. Используя выражение связи циклической частоты с периодом, и вспомнив, что  $1 \text{ км/с} \approx 1 \text{ пк/млн.лет}$ , получим период вращения Галактики на круге Солнца (галактический год) приблизительно равным 230 млн. лет.

Формулы Оорта, как уже было сказано, являются приближенными. При этом постоянные Оорта  $A$  и  $B$ , когда они определяются по наблюдательным данным, являются просто коэффициентами приближающего полинома, поэтому их разность не обязательно должна давать точную оценку частоты вращения Галактики. Однако для определения  $\omega_0$  можно использовать точные формулы поля круговых движений (10-5) и (10-6). Для этого надо из двух этих уравнений исключить функцию  $\omega(R)$ . Исключение этой функции приводит к выражению:

$$\omega_0 = \frac{v_r(R_0 \cos l - r \cos b) - v_l R_0 \sin l \cos b}{R_0 r \sin l \cos^2 b}. \quad (10 - 21)$$

С использованием этого выражения по собственным движениям и лучевым скоростям рассеянных звёздных скоплений Локтин и Бешенов (УрГУ), получили оценку  $\omega_0 = +24.6 \pm 0.8 \text{ км/с/кпк}$ . В отличие от оценки, получаемой из постоянных Оорта, оценка по формуле (10-21) более надежна, так как при выводе этого выражения не делается никаких разложений по малым параметрам. Отметим также, что для объектов, расположенных в направлениях центра и антицентра Галактики, формула (10-21) дает оценки с большими ошибками вследствие малости в ней знаменателя для этих направлений.

Отметим, что определение частоты вращения Галактики на круге Солнца возможно только с использованием собственных движений, поэтому и точность оценивания этого параметра зависит от точности собственных движений, при этом особенно важно отсутствие систематических ошибок, так как случайные ошибки могут компенсироваться увеличением объемов выборок и тщательным статистическим анализом данных.

### §10.5 Кривая вращения Галактики

Получение кривой вращения Галактики – главная цель кинематических исследований Галактики. Она интересна не только сама по себе как функция, описывающая кинематические свойства Галактики. Она, прежде всего, важна тем, что содержит информацию о распределении материи в Галактике. Действительно, круговая скорость может быть определена из равенства силы тяготения центростремительной силе, удерживающей тело на круговой орбите:

$$\frac{V_{кр}^2}{R} = -\frac{\partial\Phi}{\partial R}, \quad (10 - 22)$$

где  $\Phi = \Phi(R, z)$  есть гравитационный потенциал Галактики. Здесь мы приняли для простоты изложения, что Галактика является образованием, обладающим цилиндрической симметрией, т.е. является телом вращения. Вместе с тем мы знаем, что распределение плотности материи подчиняется уравнению Пуассона:

$$\Delta\Phi(R, z) = -4\pi G\rho(R, z), \quad (10 - 23)$$

где  $\rho(R, z)$  есть плотность вещества,  $G$  – гравитационная постоянная. Два последних выражения показывают, что кривая круговых скоростей, которую мы отождествляем с кривой вращения Галактики, содержит важную информацию о распределении вещества в Галактике. Ключевым вопросом при этом является точность выполнения гипотезы о равенстве наблюдаемой кривой вращения и кривой круговых скоростей. Однако малость дисперсии остаточных скоростей объектов тонкого диска Галактики – молодых рассеянных скоплений, OB-звёзд и классических цефеид – по сравнению со скоростью вращения галактического диска позволяет надеяться, что эта гипотеза выполняется с большой точностью.

Какой может быть кривая вращения нашей Галактики? Можно рассмотреть два предельных случая. Первый – это *твердотельное вращение*, когда при любом расстоянии от центра Галактики  $R$  угловая скорость вращения одинакова, а линейная скорость возрастает пропорционально  $R$ . Второй – это

*кеплеровское вращение*, когда вся масса Галактики сосредоточена в ее центре. В этом случае мы имеем убывающую кривую линейных скоростей, пропорциональную  $1/\sqrt{R}$ .

Перейдем теперь к способам определения кривой вращения из наблюдательных данных. Вновь обратимся к формуле Ботлингера для лучевых скоростей:

$$\Delta v_r = R_0(\omega - \omega_0) \sin l \cos b. \quad (10 - 24)$$

Разделим обе части равенства на  $R_0 \sin l \cos b$ . Получим:

$$f(R, R_0) = \omega - \omega_0 = \frac{\Delta v_r}{R_0 \sin l \cos b}. \quad (10 - 25)$$

Функция  $f(R, R_0)$ , стоящая в левой части равенства, обычно называется функцией Камма по имени исследователя, впервые применившего эту функцию для исследования дифференциального вращения Галактики. Иногда эту функцию называют функцией Камма-Паренаго, так как Паренаго в 1941г. независимо от Камма применял формулу (10-25) для исследования вращения Галактики. Выражение (10-25) показывает, что функция Камма только на постоянное слагаемое  $\omega_0$  отличается от кривой угловой скорости вращения и дает зависимость частоты вращения от расстояния от оси вращения Галактики.

Применение метода Камма можно разбить на следующие этапы:

- определение для избранной группы объектов индивидуальных расстояний  $r$ , исправленных за межзвёздное поглощение;
- вычисление расстояния от оси вращения Галактики  $R$  для каждого из объектов по теореме косинусов:

$$R = [R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos l \cos b]^{\frac{1}{2}}; \quad (10 - 26)$$

- определение  $\omega - \omega_0$  для каждого из объектов;
- если объектов в выборке много, то - усреднение функции Камма в подходящих интервалах  $R$  и построение графика  $\omega - \omega_0$  как функции  $R$ .



Отметим попутно, что подходящим образом сглаженная функция Камма может служить для определения постоянной Оорта  $A$  путем численного дифференцирования, что является более обоснованным методом получения оценки постоянной Оорта, так как оценивание по формуле (10–13) позволяет определить эту величину лишь как коэффициент приближающего наблюдаемое поле скоростей полинома.

В одном из предыдущих параграфов было показано, как по наблюдательным данным можно оценить частоту вращения Галактики на круге Солнца  $\omega_0$ . Если добавить к функции Камма эту величину, а затем каждую точку умножить на соответствующее значение  $R$ , мы получим кривую дифференциального вращения Галактики в виде кривой линейных скоростей вращения. Кривая линейных скоростей гораздо более наглядна и удобна для исследования. На рис.10-3 сведены результаты исследований последних лет, где кривая вращения определена по самым разным объектам – по радиоизлучению нейтрального водорода и молекулярных облаков, по лучевым скоростям рассеянных скоплений и классических цефеид и т.д. В качестве ординаты использовано галактоцентрическое расстояние в единицах расстояния Солнца от центра Галактики  $R_0$ . Как можно видеть из рисунка, кривая вращения нашей Галактики более-менее надежно определена до галактоцентрического расстояния примерно 12 кпк (нами принято  $R_0 = 8$  кпк). Что делается за этим пределом не вполне ясно, однако, похоже, что максимум кривой вращения пока не достигается. Впрочем, в этой области очень велики ошибки определения кривой вращения и для уверенных выводов требуются дальнейшие исследования.

Характерными особенностями кривой вращения, выделяющимися на рис. 10-3, являются резкий минимум вблизи галактического центра, острый максимум на расстоянии около 1 кпк от центра, затем вторичный минимум и вновь небольшой максимум, после которого наблюдается небольшое убывание в окрестности солнечного радиуса орбиты и, как минимум, отсутствие убывания на периферии Галактики. Такое сложное поведение кривой вращения

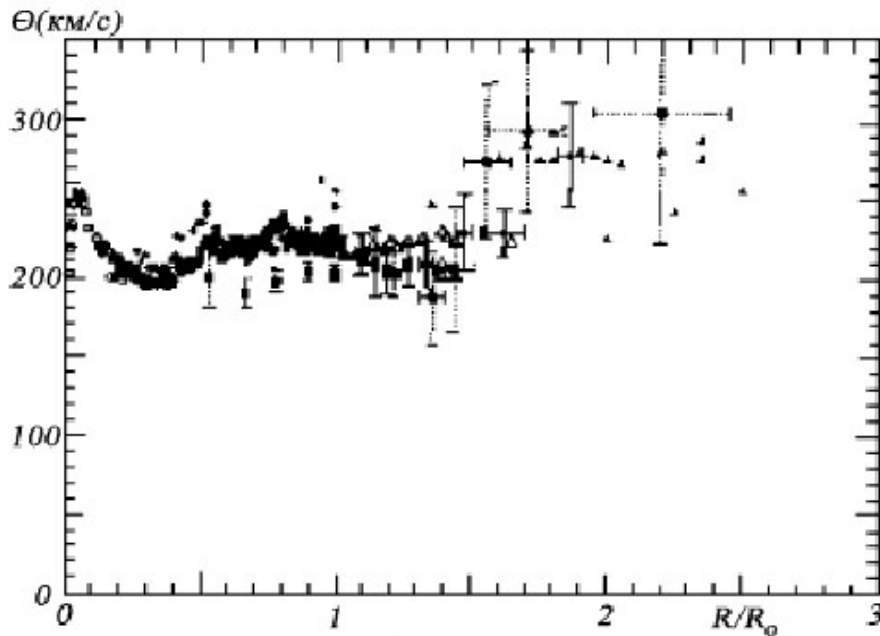


Рис.10-3

определяется сложным распределением масс в Галактике, а также тем фактом, что Галактика, как мы знаем из предыдущих параграфов, состоит из подсистем с разными кинематическими свойствами. Очевидно, что на большом расстоянии от центра Галактики кривая вращения должна иметь кеплеровский убывающий характер, однако наблюдения показывают, что там, где есть наблюдаемое светящееся вещество, кривая вращения возможно даже не достигает максимума.

Кривая вращения, совместно с другими данными, дает возможность построить модель распределения масс в Галактике. Этот вопрос будет рассмотрен в одной из следующих лекций.

### ***§10.6 Наблюдения нейтрального водорода***

Наряду с лучевыми скоростями и собственными движениями звёзд, туманностей и звёздных скоплений, данные о кинематике Галактики поступают и из наблюдений межзвёздного газа в радиодиапазоне, прежде всего нейтрального водорода, излучающего на волне 21 см. Преимуществом радионаблюдений, по сравнению с наблюдениями в оптическом диапазоне

длин волн, является слабое поглощение энергии радиоизлучения в галактической среде, так что в радиодиапазоне мы «видим» Галактику практически насквозь.

Наблюдения проводят следующим образом. Направляют радиотелескоп на выбранную область неба и накапливают приходящую на антенну энергию, постепенно перестраивая частоту принимаемого сигнала. Эта небольшая расстройка принимающей аппаратуры  $\Delta\lambda/\lambda$  может быть выражена в единицах скорости. Результаты наблюдений публикуют в виде скоростных профилей – зависимостей энергии радиоизлучения от лучевой скорости в данном участке неба, размер участка при этом определяется шириной диаграммы направленности антенны.

Методику анализа получаемых профилей поясняет рис. 10-4. В силу дифференциального вращения Галактики линия 21 см будет смещена: для далеких облаков нейтрального водорода, находящихся на том же луче зрения, лучевые скорости будут отличны от скоростей, наблюдаемых у близких облаков. Для излучения с длинами волн, соответствующими лучевым скоростям далеких облаков, близкие облака будут прозрачны. Это позволяет регистрировать профили (часто очень сложные) от очень далеких облаков HI. Серию сложных профилей, полученных для разных направлений, можно интерпретировать следующим образом.

Примем общую схему вращения Галактики, задаваемую формулой Ботлингера со сделанными при ее выводе предположениями. Предположим, что в галактической плоскости на луче зрения имеется всего три облака водорода HI, находящиеся в точках B, Q и C и вращающиеся вокруг центра Галактики по круговым орбитам. Вдоль луча зрения, касательного к некоторому внутреннему по отношению к Солнцу кругу в точке Q, профиль линии покажет два максимума интенсивности излучения, соответствующих угловым скоростям вращения на расстояниях от центра Галактики  $R$  и  $R'$ .

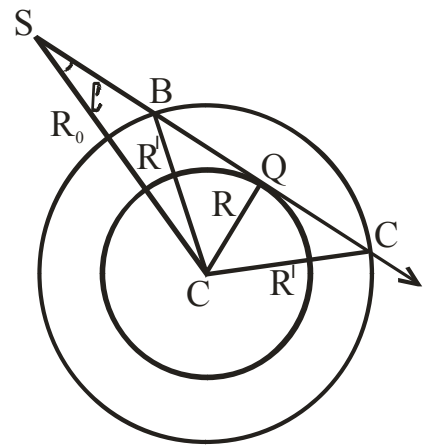


Рис. 10-4

Очевидно, что максимальная лучевая скорость в данном направлении должна соответствовать точке Q, так как угловая скорость вращения убывает от центра Галактики, а точка Q находится на минимальном для данного луча зрения галактоцентрическом расстоянии, равном  $R = R_0 \sin l$ . Для всех других точек луча зрения мы наблюдаем не полную вращательную скорость газового облака, а ее проекцию на луч зрения. Для этой же точки формула  $\Delta v_r = R_0(\omega - \omega_0) \sin l$  дает возможность вычислить  $\omega$ , а затем найти линейную скорость вращения Галактики. Точно также можно рассмотреть профиль линии 21 см для других направлений. При этом, наблюдая профили в направлении центра и антицентра Галактики и анализируя соответствующие профили линий, можно определить влияние хаотических движений атомов нейтрального водорода и облаков в целом, что позволяет уточнить получаемые результаты для других направлений. Таким методом практически можно определить кривую вращения только для газа в области  $4 \text{ кпк} < R < 8 \text{ кпк}$ , то есть внутри солнечного круга (но не очень близко к галактическому центру, где наблюдается значительный дефицит газа - дыра в газовом диске). Однако если сделать предположения о плотности нейтрального водорода и распределении его по z-координате, то можно построить кривую вращения и для областей за пределами круга Солнца.

Интересно отметить, что уже первые попытки построения кривой вращения по радиоданным привели к тому, что кривые, построенные по наблюдениям в северном полушарии Земли, систематически на несколько километров в секунду отличались от данных, полученных в южном полушарии. Эту асимметрию север-юг удастся объяснить только в связи с некруговыми движениями в диске Галактики, в частности – влиянием спиральной структуры на поле скоростей галактического диска.

Наряду с излучением нейтрального водорода, для изучения кинематики Галактики используется и излучение различных элементов и химических соединений от молекулярных облаков и зон НП. Расстояние до последних объектов определяют как расстояния до ОВ-звезд, связанных с туманностями, определяя эти расстояния методом спектральных параллаксов. Неточность

определения расстояний до туманностей в этом случае компенсируется очень высокой точностью определения лучевых скоростей, достигающей долей км/с. Лучевые же скорости OB-звёзд определяются с точностью, на порядок более низкой, вследствие малочисленности линий металлов в спектрах этих звёзд и усложненности профилей линий сильным звёздным ветром и другими явлениями на поверхностях звёзд. Таким способом удастся построить кривую вращения галактики по радионаблюдениям и для внешних по отношению к солнечному кругу областей Галактики.

Немаловажное достоинство кинематического метода заключается в возможности оценки расстояний до газовых облаков, тогда как астрофизические оценки расстояний крайне неточны. Он заключается в следующем. При известной кривой вращения формулы Ботлингера для данного направления в Галактике и данного расстояния от Солнца позволяют вычислить среднюю лучевую скорость объектов. При этом лучевая скорость очевидно определяется только галактической долготой и расстоянием от Солнца. В определенном направлении (для фиксированного значения галактической долготы) лучевая скорость является функцией только расстояния от Солнца. Для определения расстояния до объекта по его лучевой скорости (для газовых облаков координаты и лучевые скорости предполагаются известными) мы можем использовать диаграмму “лучевая скорость – галактическая долгота”. На этой диаграмме зависимости лучевой скорости от галактической долготы для данного расстояния от Солнца будет выглядеть как двойная волна (см. формулу Оорта (10-13)). Такие зависимости можно построить для ряда значений расстояния от Солнца используя более точную формулу Ботлингера (10-5). Газовое облако, имеющее определенные галактическую долготу и лучевую скорость, на диаграмме “лучевая скорость – галактическая долгота” будет изображаться точкой, через которую пройдет вполне определенная двойная волна, соответствующая расстоянию до этого облака. Таким способом для газовых облаков диска Галактики точность определения расстояний достигает 10%, так как дисперсия остаточных скоростей – основной источник ошибок

этого метода, невелика. Диаграмма “лучевая скорость – галактическая долгота” используется для исследования по радионаблюдениям структуры нашей Галактики. Такая диаграмма, построенная по данным радиообзора излучения молекул CO, показана на рис. 10-5.

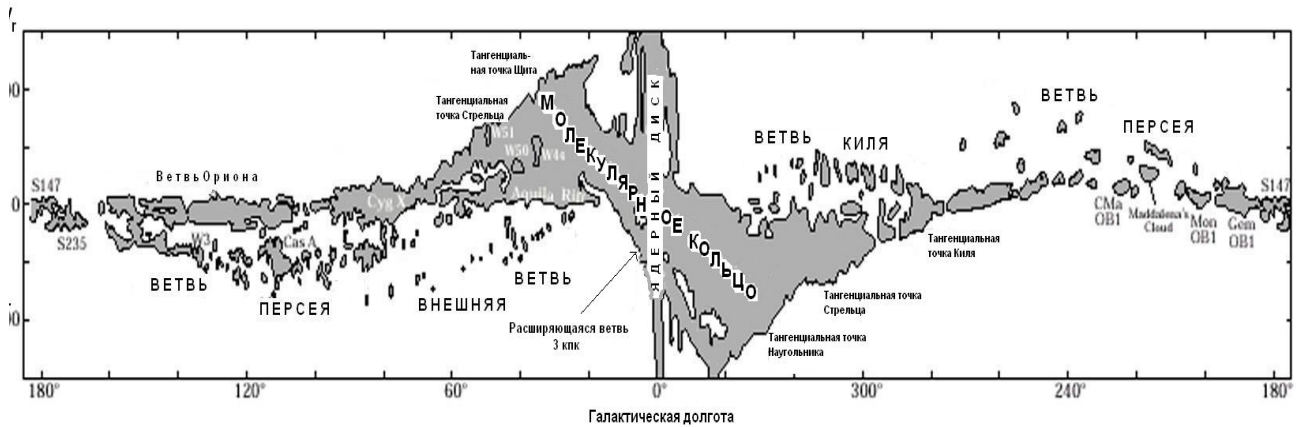


Рис. 10-5

В последующих лекциях, посвященным построению моделей распределения вещества в Галактике, а также кривым вращения других галактик, мы вернемся к вопросу об интерпретации формы кривой вращения нашей Галактики.

## Лекция 11. Структура Галактики и типы населений

### §11.1 Типы населения галактик и подсистемы

Представление о типах населения ввел американский астроном Вальтер Бааде (1944 г.). Первоначально он обратил внимание на то, что в Туманности Андромеды (M31) звёзды разных типов распределены по-разному: красные гиганты тяготеют к окологядерным областям этой галактики, а голубые звёзды собраны в основном в спиральных ветвях. Объекты спиральных ветвей Бааде назвал *населением I-го типа*, а звёзды центральных областей галактики – *населением II*. Сам Бааде, а вслед за ним и другие исследователи установили, что многие характеристики звёзд, между которыми нет прямой физической зависимости, такие как возраст, химический состав, кинематические свойства и элементы галактических орбит также связаны с распределением объектов в Галактике. Оказалось, что наиболее старые объекты (они составляют население II) одновременно бедны тяжелыми элементами, у них велика дисперсия остаточных скоростей и движутся они по сильно вытянутым, почти радиальным галактическим орбитам вокруг галактического центра. Типичными представителями населения II являются шаровые скопления, субкарлики, и переменные звёзды типа *RR Lyr* и *W Vir*. В Галактике они образуют сферическую подсистему, или *гало*, для которой характерна сфероидальная форма поверхностей равной плотности, сильная концентрация к центру Галактики и медленное вращение.

Объекты меньшего возраста – население I – имеют в десятки и сотни раз большее содержание тяжелых элементов, у них относительно мала дисперсия остаточных скоростей и движутся они по практически круговым орбитам, образуя быстровращающуюся подсистему галактического диска. К населению I относится большинство наблюдаемых звёзд главной последовательности,

сверхгиганты, большая часть красных гигантов, облака межзвёздного газа и пыли, рассеянные звёздные скопления и звёздные ассоциации.

Классификация населений Бааде со временем усложнилась и видоизменилась. Но неизменным осталось самое существенное в этой концепции – связь различных характеристик населений, в основе которой оказалась зависимость этих характеристик от возраста. Эта связь дала ключ к пониманию строения и эволюции Галактики. Она позволила объединить в одно целое историю звёздообразования в Галактике, формирование галактических подсистем с их геометрическими и кинематическими особенностями и особенностями химического состава.

Понятие типа населения тесно связано с понятием подсистемы Галактики. Населения разного возраста образуют в Галактике разные подсистемы. В настоящее время полагают, что гало Галактики (т.е. население II) также неоднородно и состоит из трех подсистем: довольно металличного ( $[Fe/H] > -1.0$ ) толстого диска, малометалличного собственного гало и аккрецированного гало. Причем только первые две подсистемы генетически связаны с галактическим диском, тогда как последняя подсистема состоит из объектов, образовавшихся за пределами Галактики и впоследствии захваченными ею. Возникает вопрос, существуют ли естественные границы между генетически связанными подсистемами или же изменение геометрии, динамических свойств, химического состава непрерывно меняются при переходе от старых населений к молодым? В первом случае Галактика должна состоять из дискретного набора подсистем, во втором – деление на подсистемы условно и может проводиться произвольно. (Некоторые исследователи даже выделяют в Галактике более десятка подсистем.) Что же касается перечисленных подсистем, то их разделённость обусловлена малочисленностью или даже полным отсутствием звёзд и звёздных скоплений с параметрами, промежуточными между характерными для каждой подсистемы значениями. Особенно это показательно для различий между подсистемами



тонкого и толстого дисков, то есть между диском (население I) и гало (население II) по классификации Бааде.

В таблице 11-1 указаны приблизительные границы некоторых величин для перечисленных выше подсистем Галактики.

Таблица 11-1

Подсистема	Население по Бааде	Возраст млрд.лет	Металличность, [Fe/H]	Дисперсия скоростей км/с	Эксцентриситеты орбит
Тонкий диск	<i>I</i>	<(7– 9)	> -0.4	<30	< 0.25
Толстый диск	<i>II</i>	10 ÷ 12	-0.4 ÷ -1.0	≈50	0.2 ÷ 0.5
Собственное гало	<i>II</i>	>(12-13)	< -1.0	≈80	0.5 - 0.9
Аккрецированное гало	<i>II</i>	> 9	< -0.5	>120	> 0.8

Таким образом, последовательность изменений возрастов и других характеристик генетически связанных населений Галактики не является непрерывной и это придает глубокий смысл классификации подсистем. (Объекты аккрецированного гало стоят особняком, но все они характеризуются, как правило, высокими скоростями и экстремально вытянутыми орбитами.)

Наряду с перечисленными подсистемами целесообразно рассматривать как отдельную подсистему балдж – область с радиусом 600 – 700 пк вокруг центра Галактики, выделяющуюся по кинематическим признакам и физическим характеристикам звезд.

### ***§11.2 Звёздные подсчёты***

В предыдущих лекциях мы рассмотрели пространственное распределение рассеянных и шаровых звёздных скоплений в Галактике. Однако большая часть массы Галактики собрана в отдельных звёздах, не связанных с крупными звёздными группировками. Основная информация о распределении звёзд в

Галактике получена путем звёздных подсчётов. Фактически звёздные подсчёты явились первым методом исследования в звёздной астрономии.

Первым серьезным исследованием структуры Галактики были звёздные подсчёты Гершеля. При этом впервые было применено выборочное исследование *методом звёздных черпков*. Подсчитать все звёзды, увиденные Гершелем в телескоп, было невозможно, поэтому он выбрал сначала 1083 площадки диаметром около  $15'$  в области  $-30^\circ < \delta < +45^\circ$ . В них Гершель насчитал 177600 звёзд до  $14^m.5$ . Позднее Д. Гершель добавил еще 2299 площадок южного неба. Таблицы численностей звёзд в площадках в зависимости от значений координат на небе позволили сделать следующие выводы:

- число звёзд, приходящееся на одну и ту же площадку поверхности небесной сферы, резко убывает по мере удаления от галактического экватора;
- южное полушарие богаче звёздами.

На основе подсчётов Гершель построил первую модель Галактики, имеющую сейчас чисто исторический интерес, с ней можно познакомиться в учебниках.

После Гершелей неоднократно проводились звёздные подсчёты, причем в разных областях неба определяли *интегральную функцию блеска*  $N(m)$  – число звёзд ярче  $m$ -ой звёздной величины, и *дифференциальную функцию блеска*  $A(m)$  – число звёзд в единичном интервале звёздных величин. Из данных определений следует связь между этими функциями:

$$N(m) = \int_{-\infty}^m A(m) dm, \quad A(m) = dN(m) / dm. \quad (11 - 1)$$

Рассмотрим соотношение численностей звёзд разной видимой звёздной величины. Зеелигер (1889 г.) доказал, что отношение численностей звёзд данной видимой величины к числу звёзд более ярких на одну звёздную величину  $N(m+1)/N(m) = 3.98$ , если звёзды всех абсолютных величин распределены в пространстве однородно и отсутствует поглощение света. Приведем доказательство теоремы Зеелигера.

Возьмем звёзды одинаковой светимости. До некоторого расстояния  $r$  от наблюдателя все они будут ярче звёздной величины  $m$ . Звёзды слабее на  $1^m$  должны быть видны на расстоянии в  $\sqrt{2.512} \approx 1.58$  раза большим, что следует из основной формулы. Число наблюдаемых звёзд прямо пропорционально объёму пространства, т.е.

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} = \frac{\frac{4}{3}\pi(1.58r)^3}{\frac{4}{3}\pi r^3} = (1.58)^3 \approx 3.9811. \quad (11-2)$$

Это соотношение будет справедливо для звёзд любой светимости, а, следовательно, и для всей совокупности звёзд, если их распределение по светимостям не зависит от расстояния от наблюдателя.

Опираясь на имевшиеся в то время результаты подсчётов звёзд, Зеелигер нашёл, что во всех направлениях  $N(m)$  возрастает медленнее, чем по его теореме. (При этом оказалось, что более медленно число звёзд возрастает вне плоскости Млечного Пути.) В дальнейшем стало понятно, что отклонения поведения количества звёзд от теоремы Зеелигера вызывается главным образом существованием межзвёздного поглощения света.

Для получения представления о структуре Галактики и решения других вопросов звёздной астрономии Каптейн предложил план глубоких и всесторонних исследований звёзд в определенном числе выделенных площадок, распределенных по всему небу. До сих пор эти площадки, так называемые SA (selected areas) изучены лучше, чем лежащие между ними области неба, так как именно в этих областях на протяжении XX века гораздо чаще проводили фотометрию звёзд, определяли спектральные классы и лучевые скорости звёзд.

Сирс и ван-Райн в 1925 году провели звёздные подсчёты, используя громадный материал Астрографических каталогов «Карты неба» для подсчётов звёзд до  $13^m.5$  и каталогов площадок Каптейна для продолжения этих подсчётов до  $18^m.5$ . Результаты подсчётов усредненные (сглаженные) по галактическим

широтам и долготам частично показаны в таблице 11-2, где приведены величины  $\lg N(m, b)$  до  $21^m$ .

Таблица 11-2

$m$	$\lg N(m)$	$N(m+1)/N(m)$			$\frac{N(m, 0^0)}{N(m, 90^0)}$
		<i>Все небо</i>	$b=0^0$	$b=90^0$	
4	2.553	2.88	2.88	2.88	3.4
5	3.012	2.85	2.85	2.85	3.4
6	3.468	2.80	2.82	2.77	3.4
7	3.916	2.77	2.80	2.70	3.5
8	4.358	2.72	2.77	2.60	3.6
9	4.793	2.67	2.75	2.50	3.9
10	5.220	2.61	2.70	2.39	4.3
11	5.635	2.54	2.67	2.29	4.8
12	6.041	2.47	2.62	2.17	5.6
13	6.433	2.39	2.55	2.06	6.8
14	6.811	2.31	2.46	1.97	8.4
15	7.173	2.22	2.35	1.87	10.4
16	7.520	2.12	2.23	1.77	13.2
17	7.847	2.03	2.13	1.68	16.6
18	8.155	1.93	2.04	1.60	21.0
19	8.439	1.84	1.93	1.51	27.0
20	8.704	1.76	1.84	1.43	34.4
21	8.949	-	-	-	44.2

Из второго столбца видно, насколько быстро возрастает число звёзд, которые можно видеть при увеличении проникающей силы телескопов. Последний столбец показывает резкое возрастание концентрации к плоскости Галактики все более слабых звёзд. Кроме того, подсчёты этих авторов показали

увеличение численности звёзд в области центра Галактики и недостаток в области антицентра.

Широкие звёздные подсчёты дали возможность впервые оценить полное число звёзд в Галактике. Оказывается, что дифференциальная функция блеска хорошо представляется степенной зависимостью:

$$\frac{dN(m)}{dm} = A(m) = \exp(a + bm - cm^2), \quad (11 - 3)$$

где коэффициенты  $a, b$ , и  $c$  зависят от места на небе. Значения этих коэффициентов можно определить методом наименьших квадратов из данных таблицы 11-2. Если проинтегрировать (11-3) от  $-\infty$  до  $m$ , получим  $N(m)$ , а предельный переход по  $m \rightarrow +\infty$  даст полное число звёзд в Галактике. Переопределение  $N(\infty)$  с учетом межзвёздного поглощения света дало оценку полного числа звёзд  $1.5 \cdot 10^{11}$ . Как мы увидим в следующих лекциях, масса Галактики оценивается сейчас в  $2 \cdot 10^{11}$  солнечных масс. Таким образом, оценка полного числа звёзд по результатам звёздных подсчётов незначительно отличается от современной, даже если учитывать, что звёзд с массами меньше солнечной гораздо больше, чем более массивных. (Здесь речь идет только о видимой материи.)

### ***§11.3 Структура Галактики***

Структура нашей Галактики исследуется с помощью звёздных подсчётов и построения моделей распределения масс в Галактике, причем параметры этих моделей уточняются с помощью тех же звёздных подсчётов, а также кинематических исследований. Привлекаются и данные о других галактиках, близких по структуре к нашей.

Анализ таблицы 11-2 показывает, что звёзды сильно концентрируются к плоскости Галактики. Это означает, что большинство видимых нами звёзд образует подсистему, сконцентрированную к галактической плоскости. Однако

на примере шаровых скоплений мы знаем, что часть звёзд и звёздных систем образует многокомпонентную сфероидальную подсистему с малым сжатием.

Наша и другие галактики являются довольно разреженными звёздными системами. Так, согласно данным каталога ближайших звёзд Глизе (1991), в радиусе 5 пк от Солнца содержатся около 60 звёзд, а в радиусе 25 пк – 3800 звёзд. Среднее расстояние между звездами в окрестностях Солнца около 2 пк. Вот как выглядит вертикальная структура галактического диска на солнечном галактоцентрическом расстоянии. По результатам работы Бартая (1979) *A-B*-звёзды III – V классов светимости образуют тонкий слой, так что их численность резко падает уже при  $z > 200$  пк. Звёзды *FIII – FV* и гиганты классов *G* и *K* простираются при малом градиенте плотности до  $z = 400$  пк. Эти величины можно считать оценками параметра полутолщины ( $z_0$ ) в представлении распределения звёздной плотности барометрической формулой:  $D = D_0 \exp(-|z|/|z_0|)$ . Таким образом, мы имеем два характерных масштаба толщины галактического диска: 400 пк и 800 пк. Такие же результаты получил Эгген. Недавно на основе обширных звёздных подсчётов франко-индийская группа исследователей (Мохан, Крезе и др.) установили, что два характерных масштаба толщины галактического диска имеют величины  $260 \pm 50$  пк и  $760 \pm 50$  пк. Севенстер по звездам асимптотической ветви гигантов получил оценки полутолщины диска Галактики 100 пк для молодых звёзд (с возрастaми менее  $10^9$  лет) и 500 пк для старых ( $t > 5 \cdot 10^9$  лет). С другой стороны, Марсаков и Шевелев (РГУ) в 1995 г. по восстановленным элементам орбит *F*-звёзд главной последовательности показали, что полутолщина подсистемы зависит не только от возраста, но и от металличности звёзд. Так, у молодых ( $t < 3$  млрд. лет) металлических ( $[Fe/H] > -0.1$ ) *F*-звёзд дисковой подсистемы шкала высоты оказывается наименьшей ( $z_0 = (100 \pm 20)$  пк), тогда как у столь же молодых, но менее металлических, она в 1.7 раза больше. Для более старых звёзд диска разной металличности различия шкал высоты лишь немногим меньше.

Центральные области галактик, в том числе и нашей, привлекают особое внимание, так как там обнаруживают много интересных и загадочных

особенностей. В настоящее время в центре Галактики принято выделять три характерные области. Первая, имеющая радиус  $\approx 3$  кпк, интересна особенностями кинематики (см. кривую вращения Галактики в предыдущей лекции). Здесь резко падает плотность газа по сравнению с областью диска за  $R > 3$  кпк. Вторая область с радиусом  $R$  порядка 600 – 700 пк выделяется массивным сфероидальным уплотнением звёзд – звёздным балджем, масса которого порядка  $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ , и мощным газовым диском с массой порядка  $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$ . Наконец, окрестность центрального радиоисточника *Sgt A* с радиусом 1 пк называют ядром или центральным парсеком.

В видимой области галактический центр скрыт от нас поглощающей материей (полное поглощение здесь достигает величины  $A_V \approx 30^m$ ). Наблюдения этой области проводят в рентгеновском и  $\gamma$ -диапазонах, а в последнее время и в далекой инфракрасной области спектра, где поглощение света не так велико. Оцененная на основе этих данных плотность в ядре оказалась на 18 порядков больше средней плотности звёзд околосолнечной окрестности. В ИК-области современные большие телескопы позволяют получить изображения звёзд с качеством, достаточным для фотометрии, а большой масштаб изображений даже позволил оценить собственные движения отдельных звёзд. Оказалось, что звёзды вблизи ядра Галактики заметно перемещаются, причем скорости движения и дисперсии скоростей увеличиваются с приближением к ядру. Некоторые, наиболее близкие к ядру звёзды двигаются со скоростями, превышающими 1000 км/с. Сравнение наблюдаемого распределения скоростей с теоретическими, а также наблюдения орбитальных перемещений ближайших к ядру звёзд приводят к выводу, что в центре Галактики расположен компактный объект с массой  $(3 - 4) \cdot 10^6 M_{\odot}$  - черная дыра. Радионаблюдения области центра Млечного Пути свидетельствуют, что размеры компактного объекта  $< 1.2 \cdot 10^{12}$  см (т.е. менее 13 гравитационных радиусов). Вблизи центральной черной дыры обнаружено примерно 80 *OB*-звёзд. Полное трехмерное восстановление распределения и движения этих звёзд показало, что

они принадлежат двум полярным звёздным дискам с кеплеровским законом вращения каждый и с резкими краями – внешним на радиусе 0.5 пк и внутренним на радиусе  $\approx 0.05$  пк. Звёздный состав обоих дисков одинаков и свидетельствует о том, что звёзды в них образовались практически одновременно, примерно 6 млн. лет назад.

Область балджа ярко светит в инфракрасном диапазоне, где переизлученный пылью свет звёзд балджа дополняется инфракрасным излучением многочисленных красных гигантов. Область наиболее интенсивного свечения ограничена размером порядка 200 пк. То, что основной вклад в светимость этих областей дают красные гиганты, говорит о большом возрасте балджа. Балдж, по-видимому, можно рассматривать как маленькую эллиптическую галактику, расположенную в центре большой спиральной галактики, поскольку свойства и структура балджей спиральных и *S0* галактик примерно такие же, как *E*-галактик, и существенно отличаются как от диска, так и от гало спиральной галактики. Суммарная масса гало и балджа оценивается величиной  $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  в пределах 10 кпк, что сравнимо с массой диска в этих пределах. Так как в области балджа нет звёзд с характеристиками звёзд диска, то диск Галактики представляет собой скорее сплюснутый тор – диск с дырой посередине. Сжатие балджа (отношение большой и малой полуоси поверхности равной плотности), определенное с помощью звёздных подсчётов в окнах прозрачности, равно 0.6.

Возможно, что центральные области балджа не имеют сферической симметрии – они образуют вытянутую структуру, напоминающую небольшой бар – элемент, характерный для пересеченных спиральных галактик. Об этом говорят как очень большие отклонения наблюдаемых в околоцентральной области Галактики скоростей газа от круговой скорости, достигающие 150 км/с, так и значительная асимметрия распределения в пространстве облаков нейтрального водорода. Центральная часть балджа погружена в ионизованный газ – околядерный диск *НII* радиусом порядка 150 пк. Ионизация газа является



следствием излучения молодых звёзд большой светимости, большое количество которых наблюдается в центральной области Галактики.

Гало Галактики представляет собой сферическое образование малой плотности, по-видимому слегка сплюснутое по оси  $Z$ . Полная масса звёздного гало составляет приблизительно  $10^9 M_{\odot}$ , из которой около 1% приходится на шаровые скопления, а остальную часть составляют звёзды поля.

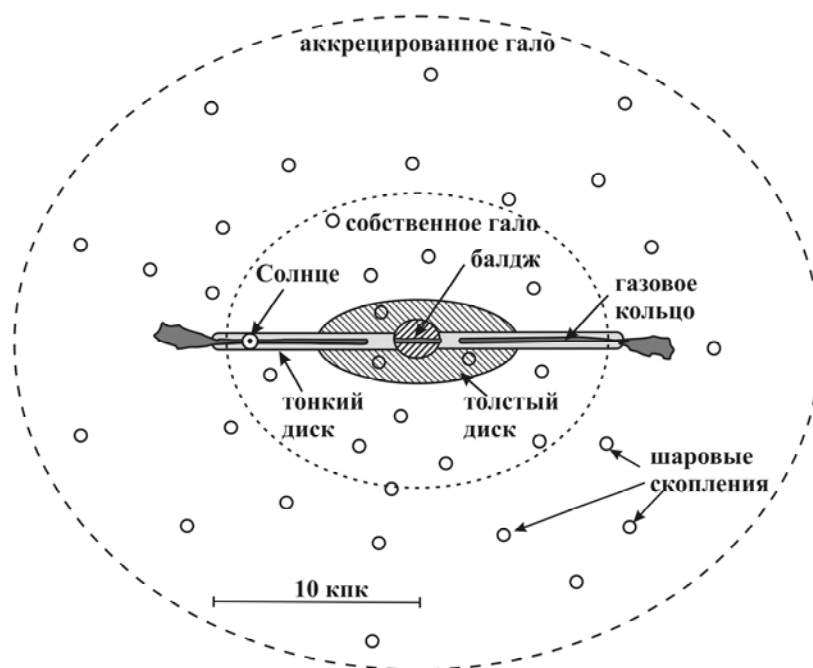


Рис. 11-1

Общая структура Галактики в разрезе схематически показана на рис. 11-1. Следует помнить, что ни один из компонентов Галактики не имеет резких границ, так что граничные линии, отмечающие те или иные подсистемы, следует рассматривать как линии равной плотности, проведенные там, где плотность звёзд данного структурного элемента Галактики мала по сравнению со средней плотностью по всему его объёму. Звёздный диск заканчивается на периферии Галактики раньше, чем газовый (имеет меньший диаметр), при этом толщина газового диска увеличивается к периферии Галактики из-за уменьшения составляющей силы тяготения в направлении оси  $z$ . Самой большой подсистемой оказывается аккрецированное гало, которое простирается почти до 100 кпк, Подробнее на природе этой подсистемы мы остановимся в лекции 14.

## Лекция 12. Функция светимости и спектр звёздных масс

### §12.1 Функция светимости звёзд галактического поля

Функцией светимости  $\varphi(M)$  называется распределение звёзд по абсолютным звёздным величинам, т.е. она определяет количество (долю) звёзд в единичном интервале абсолютных звёздных величин. Как и функция блеска, функция светимости бывает интегральной, равной числу (доле) звёзд ярче определенной абсолютной звёздной величины  $M_V$ , и дифференциальной, равной числу звёзд в единичном интервале абсолютных звёздных величин  $[M_V, M_V+dM_V]$ . Полосу  $V$  мы указали для определенности, хотя можно определить функцию светимости для любой фотометрической полосы. Необходимо относить значения функции светимости к определенному объему пространства, например, к единице  $\text{пк}^3$ . Между двумя формами функции светимости – интегральной и дифференциальной, имеются связывающие их выражения, аналогичные формулам (11-1) для функции блеска.

Функция светимости несет информацию о звёздном составе исследуемой области Галактики, позволяя оценить относительные доли звёзд разной светимости. Однако она несет в себе и информацию об истории звездообразования и эволюции звёздного населения Галактики, так как определяется тем, звёзды каких светимостей рождаются в процессе звездообразования и какие изменения видимый звёздный состав испытывает вследствие эволюции звёзд.

Очевидно, что только в самых ближайших окрестностях Солнца можно обнаружить звёзды малых светимостей. Но, с другой стороны, здесь мала вероятность обнаружить редко встречающиеся звёзды большой светимости. Поэтому при исследовании звёздного состава даже ближайших окрестностей Солнца приходится встречаться с тем, что неполнота статистики быстро

нарастает с удалением от Солнца. В итоге учет селекции – главная задача при построении функции светимости звёзд окрестностей Солнца.

Функция светимости звёзд определялась неоднократно, при этом использовались как непосредственные подсчёты звёзд на основе различных каталогов, так и статистические методы. Старикова (1960 г.) проанализировала весь имеющийся к тому времени материал о звездах, абсолютные звёздные величины которых заключены в интервале от  $-7^m$  до  $+17^m$ , основываясь на данных о звездах ярче  $V = 6^m$  из каталога ярких звёзд и всех известных звездах в пределах 20 пк. Полученная дифференциальная функция светимости приведена ниже во втором столбце таблице 12-1 и на рис.12-1.

Другой метод построения функции светимости звёзд применил Люйтен в 1968 г. Метод основывается на том факте, что среднее собственное движение связано со средним расстоянием до группы рассматриваемых звёзд – чем дальше звёзды, тем меньше их собственные движения. Так, например, Каптейн и ван Райн в 1920 г. нашли следующую статистическую зависимость:

$$\lg \pi(m, \mu) = -0.69 - 0.0713m + 0.645 \lg \mu. \quad (12 - 1)$$

Заметим, что подобная идея выше уже использовалась – она является основой метода статистических параллаксов определения абсолютных величин звёзд по их собственным движениям. Запишем в общем виде зависимость (12-1):

$$\lg \pi(m, \mu) = a + bm + c \lg \mu. \quad (12 - 2)$$

Подставим это выражение в формулу для абсолютной звёздной величины  $M = m + 5 + 5 \lg \pi$ . В результате получим связь между абсолютной звёздной величиной и так называемым приведенным собственным движением  $H = m + 5 + 5 \lg \mu$ :

$$M = -x + yH, \quad (12 - 3)$$

где  $x = 5(1 + a - c)$ , а  $y = c$ . Здесь мы пренебрегли при выводе малым членом –  $0.0015m$  (см. коэффициенты в выражении (12-1)). Используя более 4000 звёзд с собственными движениями  $\mu > 0.5$ , что обеспечивает близость подавляющего числа звёзд выборки к Солнцу, Люйтен получил функцию светимости,

представленную в третьем столбце таблицы 12-1. В таблице значения функции светимости Стариковой  $\varphi(M)_C$  приведены в процентах, а функция светимости Люйтена  $\varphi(M)_L$  нормирована так, чтобы в интервале абсолютных звёздных величин от  $+2^m$  до  $+7^m$  две функции светимости максимально совпадали.

Таблица 12-1 Сравнение функций светимости Люйтена и Стариковой

$M_V$	$\varphi(M)_C$	$\varphi(M)_L$		$M_V$	$\varphi(M)_C$	$\varphi(M)_L$
-7	0.00002	-		+7	4.7450	5.2035
-6	0.00005	-		+8	3.8008	6.4640
-5	0.001	-		+9	3.3886	7.9184
-4	0.0005	-		+10	9.1363	9.6960
-3	0.0017	-		+11	9.5241	11.3120
-2	0.0091	-		+12	9.4754	13.5744
-1	0.068	0.0161		+13	10.5347	17.4528
0	0.1727	0.1680		+14	10.5542	21.6544
+1	0.4311	0.4202		+15	10.5461	25.8560
+2	0.8533	1.0342		+16	8.2822	19.392
+3	1.4047	1.5514		+17	6.7780	11.9584
+4	2.1945	2.2624		+18	-	7.4336
+5	3.6394	3.0704		+19	-	4.2016
+6	4.4557	4.1693		+20	-	2.5856

Разные методы, примененные для определения функции светимости, привели к разным интервалам звёздных величин, для которых она была определена. Разница двух представленных в таблице функций отражает точность наших знаний о функции светимости звёзд окрестностей Солнца.

Для удобства анализа эти функции светимости приведены также на рис.12-1. На рисунке сплошной линией показана функция светимости Стариковой, а штриховой линией – Люйтена. Из таблицы и рисунка видны как

общие черты двух функций, так и различия, вызванные различиями в использованных методиках получения функции светимости и разницей выборок звёзд. Видно, насколько мало в Галактике звёзд большой светимости – основную массу звёзд составляют очень слабые красные карлики. Максимум кривых находится, приблизительно, около  $M_V = +15^m$ . Положение максимума,

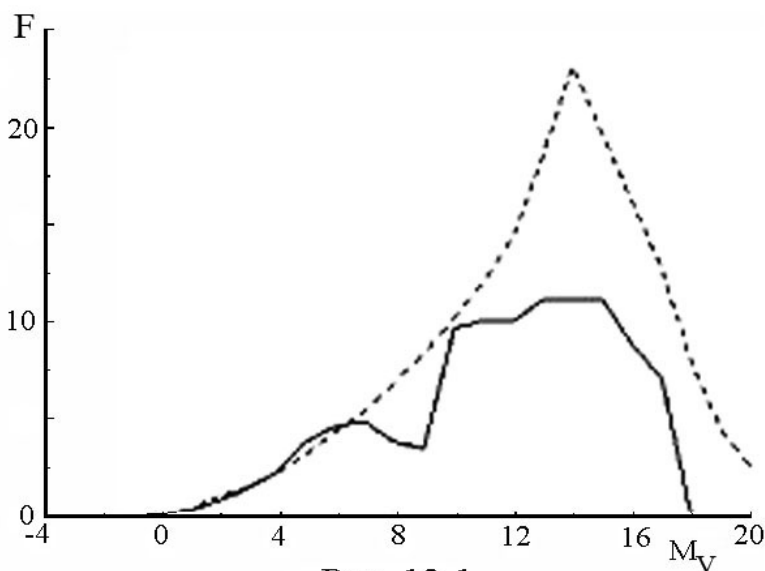


Рис. 12-1

вероятно, в будущем, может несколько уточниться, так как все время в окрестностях Солнца открываются новые слабые звёзды, однако существенных изменений ждать вряд ли следует. Функция светимости быстро убывает справа от

максимума в результате существования предельно низкой массы газовых облаков, в недрах которых могут проходить ядерные реакции превращения водорода в гелий. Предельная масса звезды приблизительно равна 0.08 солнечной массы.

Несомненно, функция светимости зависит от положения в Галактике, она должна быть различна в центральных областях Галактики и на ее периферии. Функция светимости также меняется и при переходе от плоскости Галактики к областям с большими  $z$ . Поэтому, функцию светимости, полученную для окрестностей Солнца, надо с осторожностью использовать для других мест Галактики.

Современные оценки функции светимости для окрестностей Солнца Агеяна и Орлова (ЛГУ) показывают, что приближенно на  $10^7$  звёзд главной последовательности (карликов) приходится  $10^4$  субкарликов,  $10^3$  гигантов, 1 сверхгигант и около  $10^6$  белых карликов. По расчётам Шредера и др. в сфере

радиуса 100 пк должно быть 13700 белых карликов, так что белые карлики – один из наиболее многочисленных типов звёзд в Галактике.

Знание функции светимости, отнесенной к единице объема, позволяет оценить звёздную плотность. Плотность звёзд в окрестностях Солнца оценивается с помощью каталогов близких звёзд (среди которых хорошо известны каталоги Глизе), в которых собираются данные о ближайших к Солнцу звездах. Агемян и Огородников из Ленинградского университета оценили по звездам в области ближе 25 пк от Солнца звёздную плотность в окрестностях Солнца величиной  $D(0) = 0.14 \pm 0.01$  звёзд·пк<sup>-3</sup>. При этом получается нижняя оценка звёздной плотности, так как нет уверенности, что все очень слабые близкие звёзды, прежде всего белые и коричневые карлики, включены в расчёты. Оценки масс близких звёзд привели к оценке плотности вещества в окрестностях Солнца:  $\rho_0 \approx 0.08 - 0.11 M_{\odot}$ пк<sup>-3</sup>, где  $M_{\odot}$  – масса Солнца. Из соотношения звёздной плотности и плотности массы мы видим, что большинство звёзд в окрестностях Солнца имеют массу, значительно меньше массы Солнца. Интересно, что динамика движений звёзд поперек диска Галактики дает оценку плотности массы  $(0.13 - 0.15) M_{\odot}$ пк<sup>-3</sup>. Так мы встречаемся с одной из актуальнейших проблем изучения структуры Галактики – проблемой скрытой массы, так как до сих пор не ясно, в какой форме материя дает вклад в недостающую до динамических оценок массу.

Если учесть изменения в функции светимости, вызванные эволюционными эффектами, можно получить так называемую начальную функцию светимости (НФС). Получая функции светимости молодых звёздных группировок, можно оценить начальную функцию светимости непосредственно из наблюдений. Сравнение начальных функций светимости для звёздных подсистем разного возраста, можно исследовать изменения свойств процесса звёздообразования в Галактике. Такую работу особенно удобно проводить по звездам рассеянных скоплений, так как в этом случае эволюционные эффекты учитываются особенно просто.

В настоящее время, в связи с вводом в действие крупных телескопов, большое внимание привлекает функция светимости белых карликов. Вместе с теорией охлаждения белых карликов, она дает оценку возраста галактического диска. В настоящее время таким способом получена оценка возраста диска Галактики  $(10 \pm 1) \cdot 10^9$  лет. Для рассеянного звёздного скопления М67, где в настоящее время найдено 88 белых карликов, получена оценка возраста  $6 \cdot 10^9$  лет, что находится в хорошем согласии с возрастом, полученным с помощью изохрон обычных звёзд.

### **§12.2 Зависимость “масса – светимость”**

Зависимость “масса – светимость” позволяет перейти от функции светимости к распределению масс звёзд – *функции масс*. Собственно именно получение функции масс является конечной целью построения функции светимости, поскольку функция масс менее подвержена эффектам, вызванным эволюцией звёзд. Так красные гиганты имеют заметно большие светимости, чем звёзды главной последовательности соответствующей массы. От наблюдаемой функции масс можно перейти к так называемой *начальной функции масс* (НФМ), характеризующей распределение масс рождающихся звёзд. Для перехода от светимостей звёзд к их массам используют эмпирическую зависимость масса–светимость, устанавливаемую из наблюдений двойных звёзд, поскольку движения звёзд в двойной системе дают возможность оценить напрямую массы компонентов с помощью законов Кеплера. Имеется еще один способ – использование результатов теории звёздной эволюции, поскольку эволюционные треки прямо связывают массы звёзд с их светимостями на разных стадиях эволюции. Последний метод применяется для получения функций масс рассеянных звёздных скоплений, где удастся учитывать эволюционные эффекты и влияние этих эффектов на функцию масс, так как известны возрасты скоплений.

Массы звёзд можно получать как из наблюдений затменных двойных, так и визуально-двойных. При этом удобнее использовать затменные двойные, поскольку только они могут дать информацию о массивных звездах. Визуально-двойные здесь дают мало информации, так как определить достаточно уверенно элементы орбит компонентов далеких звёзд затруднительно, а вблизи Солнца массивные звёзды, как показывает функция светимости, встречаются очень редко. Среди затменных двойных выбирают системы с большими периодами и компонентами, лежащими на главной последовательности, чтобы уменьшить дисперсию зависимости масса – светимость, вызванную эволюцией звёзд. Дело в том, что гравитационное взаимодействие между компонентами двойных звёзд влияет на их эволюцию: даже в затменных двойных с относительно большими периодами происходит обмен массой между компонентами. На рис.12-2 показана зависимость масса-абсолютная болометрическая звёздная величина для компонентов тесных

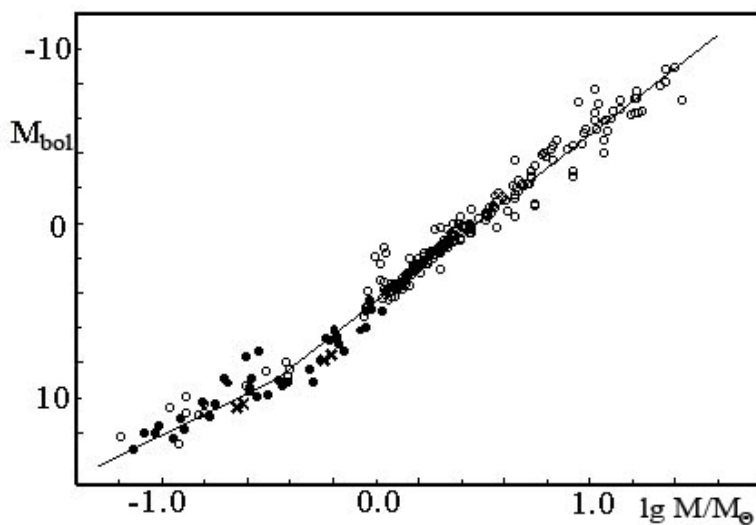


Рис. 12-2

двойных систем. Эта зависимость построена Гордой и Свечниковым (УрГУ). На рисунке видны основные особенности зависимости масса-светимость. Прежде всего, в логарифмическом масштабе эта зависимость практически линейна.

Вторая особенность - излом линейной зависимости для звёзд малых масс, вызываемый изменением внутреннего строения звёзд. Излом происходит у значения звёздной массы  $0.4M_{\odot}$ . Отметим, что при этом же значении массы происходит излом зависимости масса-радиус. Горда и Свечников методом наименьших квадратов получили следующие выражения для зависимости масса-светимость:



$$M_{bol} = 4.46 - 9.52 \lg(M / M_{\odot}), \lg(M / M_{\odot}) > -0.4,$$

$$M_{bol} = 6.18 - 5.91 \lg(M / M_{\odot}), \lg(M / M_{\odot}) < -0.4. \quad (12 - 4)$$

Формулы (12-4) получены для компонентов тесных двойных звёзд, и ими можно воспользоваться для перехода от функции светимости к функции масс.

### ***§12.3 Функции светимости и масс рассеянных звёздных скоплений***

Особенно успешно функции светимости применяются для исследования звёздных скоплений. Рассмотрим получение функции светимости на примере рассеянных скоплений. Рассеянные скопления удобно исследовать с использованием функции светимости по вполне очевидным причинам. Во-первых, можно достаточно точно определить расстояния скоплений от Солнца и избытки цвета, что дает возможность легко перейти от функции блеска к функции светимости. Во-вторых, так как звёзды скоплений имеют приблизительно одинаковые возрасты, легко учесть эволюционные эффекты, а значит имеется возможность перейти от функции светимости к функции масс и начальной функции светимости, а затем - к начальной функции масс.

Главной проблемой при построении функции светимости звёздного скопления является отделение членов скопления от звёзд галактического фона. При этом функцию светимости звёзд рассеянного скопления можно получить двумя способами. Для хорошо изученных близких рассеянных скоплений членов скоплений можно отделить от звёзд галактического фона по лучевым скоростям и собственным движениям. Часть звёзд фона можно выделить по их «неправильному» положению на двухцветной диаграмме и ГР-диаграмме, хотя этот метод следует применять с осторожностью, так как некоторые звёзды скопления могут по тем или иным причинам занимать необычные положения на таких диаграммах. После выделения членов скоплений достаточно построить гистограмму распределения абсолютных звёздных величин - это и будет оценка функции светимости.

Для далеких скоплений, в которых лучевые скорости большого числа звёзд получить затруднительно, а собственные движения слишком малы для

уверенного выделения членов, применяется статистический метод учета звёзд галактического фона. В лекции о рассеянных звёздных скоплениях было показано, как проводятся звёздные подсчёты для оценки углового радиуса скопления и изучения его строения. Если известен радиус скопления, мы можем, проведя фотометрию всех звёзд в области, ограниченной этим радиусом, построить функцию блеска. Однако это распределение будет содержать существенный вклад от звёзд галактического фона. Чтобы учесть этот вклад, выбирают кольцо вокруг скопления, лежащее заведомо вне его радиуса, и строят функцию блеска для этой области. Теперь достаточно из функции блеска внутренних звёзд вычесть функцию блеска звёзд фонового кольца, умноженную на отношение площадей области скопления и фонового кольца. Последующий переход от величин  $V$  к абсолютным звёздным величинам  $M_V$  с учетом межзвёздного поглощения света не вызывает трудностей.

Статистический метод является основным для построения функций светимости скоплений, поскольку может применяться к скоплениям, находящимся на любом расстоянии от Солнца, доступном для фотометрических исследований. При этом точность фотометрии может быть невысокой, так как при построении гистограмм, оценивающих функцию светимости, подсчёты звёзд ведутся в достаточно широких интервалах звёздной величины. Функции светимости построены для большинства из более чем 400 фотометрически исследованных скоплений. Внешне функции светимости рассеянных звёздных скоплений мало отличаются от функции светимости звёзд поля, хотя у ФС некоторых скоплений виден локальный максимум, соответствующий красным гигантам. Так как многие скопления содержат небольшое число звёзд, удобно объединить функции светимости скоплений, разделенных на группы по каким-либо признакам. На рис. 12-3 приведены сводные функции светимости скоплений, разделенных на группы по значениям возраста. Цифрами обозначены логарифмы средних возрастов. Числа по оси ординат есть относительные численности звёзд в интервалах

звёздной величины, при этом для удобства сравнения каждая последующая функция (более молодая) сдвинута на 20 единиц вверх. Мы видим, что в целом функции светимости скоплений разного возраста подобны друг другу, хотя в области слабых звёзд функции светимости старых скоплений проходят несколько круче. Эволюционные эффекты проявляются в том, что функции светимости с увеличением возраста укорачиваются со стороны ярких звёзд – массивные звёзды постепенно заканчивают свою жизнь.

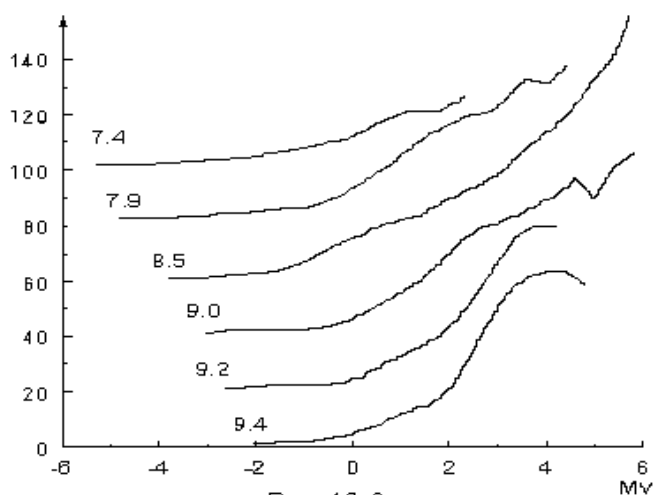


Рис.12-3.

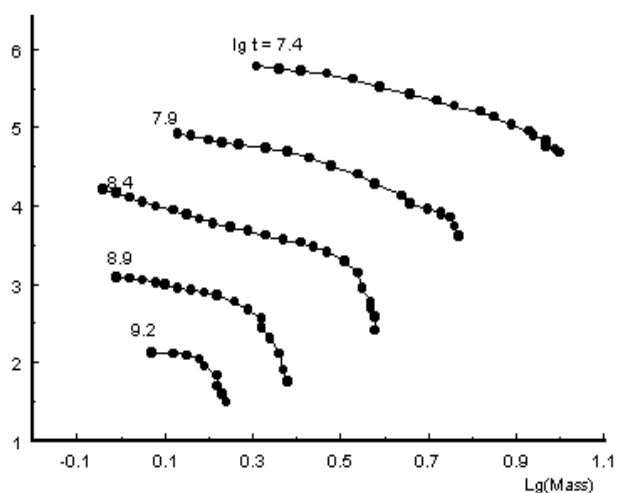


Рис.12-4.

С помощью связи между звёздными массами и абсолютными звёздными величинами, устанавливаемой теорией звёздной эволюции, которую можно представить в виде теоретических изохрон разных возрастов, изображенных в осях масса – абсолютная звёздная величина, функцию светимости можно перевести в *функцию масс* – распределение звёзд по массам, или спектр масс. Сводные функции масс, соответствующие функциям светимости, изображенным на рис. 12-3, показаны на рис. 12-4. Важнейшей чертой этих сводных функций масс, выраженных в традиционной логарифмической форме, является существование практически линейных участков на каждой из сводных кривых. Ниже мы увидим, что значения функции масс – число звёзд на единицу массы – пропорциональны некоторой степени массы. Рассеянные звёздные скопления подтверждают этот вывод. При этом из рис. 12-4 ясно видно, что наклон спектра масс практически не меняется со временем, по

крайней мере, на интервале, равном возрасту самых старых рассеянных звёздных скоплений.

Отметим, что практическая одновременность рождения звёзд в каждом рассеянном скоплении и учет эволюционных эффектов делает функции масс скоплений, приведенных на рис. 12-4, эквивалентными отрезкам начальной функции масс, вопрос об определении которой мы рассмотрим в следующем параграфе.

### ***§12.4 Начальная функция масс***

Обозначим массу звезды, выраженную в единицах массы Солнца, буквой  $M$ , и определим начальную функцию масс (НФМ) таким образом, чтобы количество звёзд, рождающихся с массами в интервале  $[M, M+dM]$  в течение времени от  $t$  до  $t+dt$ , было равно:

$$\frac{\partial N}{\partial M} = \varphi(M)\psi(t)dmdt, \quad (12 - 5)$$

где  $\psi(t)$  - скорость звёздообразования, равная массе всех звёзд, родившихся за единицу времени. Обе введенные функции следует относить к единице объема. Заметим, что  $M\varphi(M)dM$  есть доля массы, заключенная в интервале  $[M, M+dM]$ . Таким образом, НФМ представляет относительные частоты рождения звёзд разных масс в элементе объема Галактики. Такое сложное определение НФМ необходимо давать для области, в которой присутствуют звёзды разных возрастов. Для рассеянного скопления, звёзды которого имеют приблизительно один возраст, начальная функция масс отличается от наблюдаемой функции масс лишь эффектами звёздной эволюции.

Если считать, что скорость звёздообразования не зависит от времени, то начальную функцию масс можно получить из функции светимости звёзд поля. Серьезную работу по определению НФМ звёзд поля провел Солпитер, который в 1955 году показал, что число звёзд на единицу массы, соответствующее известной в то время функции светимости, в большом интервале звёздных масс пропорционально массе в некоторой степени:

$$\varphi(M) \propto M^{-(1+\alpha)}. \quad (12 - 6)$$

Иногда функцию масс определяют так, как на рис. 12-4, то есть через логарифм числа звёзд. Как легко видеть, в этом случае из показателя степени в соотношении (12-6) пропадает единица. Величину  $\alpha$  называют наклоном НФМ. При этом по результатам работы Солпитера, величина  $\alpha$  равна для окрестностей Солнца 1.35. Это значение надолго стало стандартным для использования в исследованиях вопросов звёздообразования и для сравнения наклонов спектров масс при исследовании звёздных систем.

НФМ получается из наблюдаемой функции светимости с использованием зависимости масса-светимость. Кроме того, этот переход требует знания вклада проэволюционировавших звёзд, скорости звёздообразования и характера зависимости НФМ и скорости звёздообразования от времени. Исследование НФМ дает возможность проверить корректность предположений, делаемых при получении НФМ.

Переход от функции светимости к функции масс можно записать следующим образом:

$$\varphi_i(M) = \frac{dN}{d(\lg m)} \cdot \frac{d(\lg m)}{dM} = f(m) \cdot \frac{d(\lg m)}{dM}. \quad (12 - 7)$$

где  $m$  - масса звезды,  $M$  - ее абсолютная звёздная величина. Второй множитель в выражении (12-7) представляет собой зависимость масса-светимость. Отметим, что зависимость масса-светимость в общем случае является функцией времени, что связано с эволюцией звёзд.

Начальная функция масс зависит от физических факторов, определяющих процессы звёздообразования, таких как химический состав, плотность и температура межзвёздного газа и т.д.. Поскольку эти факторы меняются со временем, то можно ожидать, что НФМ также меняется со временем. В последние годы, в связи с накоплением наблюдательных данных, упрощенное представление как о неизменности НФМ, так и об описании ее с помощью единой солпитеровской константы начинают меняться. По крайней мере ясно, что поскольку функция светимости имеет ясно выраженный

максимум, то и НФМ должна иметь максимум, а не устремляться в бесконечность с уменьшением массы.

Фундаментальное исследование НФМ звёзд диска Галактики в окрестностях Солнца провели Миллер и Скало на основе функции светимости Лютена с привлечением других данных. Важно иметь в виду, что из анализа наблюдательных данных о звездах галактического поля получается не сама НФМ, а ее произведение на скорость звёздообразования. Обычным при этом является предположение о независимости скорости звёздообразования от времени.

Аналитически начальная функция масс, полученная Миллером и Скало в 1979 году, представлена формулой (обозначение скорости звёздообразования в левой части выражения опущено):

$$M\varphi(M) = 3.83 \cdot \exp[-1.09(\lg M + 1.02)^2], \quad (12 - 8)$$

единицы измерения здесь -  $\text{пк}^{-2}(\text{млрд. лет})^{-1}$ . В данном случае НФМ представлена не на единицу объема, а на единицу площади галактического диска, на плоскость которого как бы спроецированы звёзды (поверхностная плотность). Для удобства сравнения с другими данными, выражение (12-8) Тинсли представила на разных интервалах масс степенным законом с разными показателями степени следующим образом:

$$\begin{aligned} 1.00M^{-0.25}, & \quad 0.4 < M_{\odot} < 1.0, \\ 1.00M^{-1.0}, & \quad 1.0 < M_{\odot} < 2.0, \\ 1.23M^{-1.3}, & \quad 2.0 < M_{\odot} < 10.0, \\ 12.3M^{-2.3}, & \quad 10 < M_{\odot} < 50. \end{aligned} \quad (12 - 8)$$

Из приведенных выражений видно, что близкий к солпитеровскому закон имеет место только в интервале, приблизительно, от одной до десяти солнечных масс.

Интегрирование по массам во всем указанном в (12-8) интервале масс приводит к величине современной скорости звёздообразования в окрестностях Солнца  $3.0M_{\odot} \text{пк}^{-2}(\text{млрд.лет})^{-1}$ .

Весомым доводом в пользу существенного отличия начальной функции масс на стадии формирования гало от современной является результат Шмидта. В 1975 году он показал, что в интервале масс от  $0.25$  до  $0.75 M_{\odot}$  наклон НФМ у ближайших звёзд населения гало равен  $\alpha \approx 2$ , в отличие от значительно меньшего значения для звёзд диска в этом же интервале масс (см. выражение (12-8)).

Важным является предположение о единстве, универсальности НФМ для всей Галактики или, по крайней мере, для большей ее части. Это предположение связано с возможностью моделирования эволюции характеристик звёздного населения нашей и других галактик. В настоящее время на основе исследования функций масс рассеянных звёздных скоплений установлено, что в области, занимаемой хорошо исследованными рассеянными скоплениями, НФМ является универсальной, однако существуют небольшие вариации наклона спектра масс от скопления к скоплению.

Отметим, что некоторые скопления по неизвестным пока причинам показывают резкие отклонения от обычной для этих объектов функции масс. Так, исследования собственных движений в поле скопления NGC 752 показывают, что оно практически не содержит звёзд малых масс.

## Лекция 13. Межзвёздная среда

### *§13.1 Наблюдения межзвёздной среды*

Межзвёздная среда, прежде всего ее газовая составляющая, тесно связана со звездами, играя важнейшую роль в появлении новых звёзд – *процессе звездообразования*. Межзвёздная среда вызывает поглощение и рассеяние света звёзд. Кроме того, межзвёздная среда сигнализирует о звездах, возбуждающих ее свечение. Одновременно звёзды теряют массу вследствие звёздного ветра и истечения газа при образовании планетарных туманностей и рассеивания в пространстве части вещества в двойных системах. Хотя изучение физических свойств межзвёздной среды является задачей астрофизики, тесная связь между межзвёздной средой и звездами, а также проблемы строения и эволюции межзвёздной среды, делают необходимым краткое обсуждение свойств межзвёздной среды и в данном курсе.

Межзвёздное пространство в Галактике заполнено разреженной газопылевой средой, концентрирующейся к плоскости галактического диска. Важнейшие результаты о межзвёздном газе были получены в исследованиях радиоизлучения нейтрального водорода на волне 21 см., развернувшихся с 50-х годов XX века. Были обнаружены облака нейтрального водорода *HI*, установлены их движения, определена их температура и плотность. Изучение кинематики облаков *HI* дало возможность определить кривую вращения Галактики и привело к открытию в нашей Галактике спиральной структуры.

В рентгеновском диапазоне излучает наиболее горячий компонент межзвёздного газа, нагретый до температуры порядка миллиона градусов. Это так называемый корональный газ, обнаружение которого является важным открытием ультрафиолетовой и рентгеновской астрономии. Корональный газ образует каверны в газовом диске Галактики и является, по всей вероятности, следствием взрывов сверхновых звёзд. В гамма-диапазоне межзвёздный газ



проявляется через взаимодействие космических лучей высоких энергий с ионизованным, атомарным и молекулярным водородом. Исследование зависимости интенсивности диффузного гамма-излучения от галактической долготы дало возможность проследить спиральную структуру Галактики глубоко к ее центру. В последние десятилетия огромный материал о свойствах межзвёздной среды был получен в радиоастрономии при наблюдении радиолиний различных молекул, прежде всего –  $CO$ . Эти наблюдения привели к открытию в Галактике большого количества молекулярного водорода  $H_2$ , сосредоточенного в гигантских молекулярных облаках (ГМО).

Отметим, что в оптическом диапазоне в нашей и других галактиках межзвёздная среда заметнее всего проявляет себя зонами  $HII$ , свечение которых возбуждается излучением молодых массивных звёзд.

### ***§13.2 Структура межзвёздной среды***

Накопившиеся в последние десятилетия наблюдательные данные позволили сделать важные выводы о структуре межзвёздной среды. Она состоит из нескольких резко отличающихся друг от друга компонентов - это молекулярные облака, диффузные облака нейтрального водорода, межоблачный газ  $HI$  и корональный газ. Молекулярные облака, в свою очередь, по массе и размерам разделяются на темные облака и глобулы с небольшими массами, теплые ( $T > 10^4$  К) гигантские молекулярные облака (ГМО), содержащие  $O$ -звёзды с зонами  $HII$  вокруг них, и холодные ГМО.

С середины 70-х годов XX-го века молекулярный водород стал важнейшим объектом исследований. Неожиданно обнаружилось, что в форме  $H_2$  находится большая часть массы газа, по крайней мере, во внутренней области Галактики (галактоцентрические расстояния  $R < 8$  кпк). Исследование распределения молекулярного водорода в Галактике привело к открытию нового элемента структуры диска – молекулярного кольца – области резко выраженной концентрации молекулярного водорода в кольце между  $R = (4 - 8)$

кпк. При этом 90% молекулярного водорода заключено в гигантских молекулярных облаках диаметрами порядка 10 - 50 пк (а наиболее крупные – даже до 100 пк) и массами  $5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ , которые являются одними из самых массивных единичных объектов в Галактике и играют важную роль в ее динамической эволюции. Так, взаимодействие с *гигантскими молекулярными облаками* считается важнейшим механизмом разрушения рассеянных звёздных скоплений и увеличения со временем дисперсии скоростей звёзд диска, что является одним из объяснений существования зависимости дисперсии остаточных скоростей звёзд от возраста. Следует ожидать, что время жизни рассеянных скоплений во внутренних, по отношению к Солнцу, областях Галактики будет меньше, чем во внешних областях, что подтверждается редкостью старых скоплений в направлениях вблизи направления на галактический центр и большей частотой их встречаемости во внешних областях Галактики (см. лекцию 7). Сами ГМО являются короткоживущими объектами с временами жизни в диапазоне ( $10^7 - 10^8$ ) лет, поскольку звездообразование приводит к разрушению ГМО, тогда как облака без следов звездообразования в них редки и поэтому не меняют этого вывода. ГМО имеют плотности в диапазоне ( $10^2 - 10^3$ )  $H_2/\text{см}^3$  и температуры в диапазоне ( $5^\circ - 30^\circ$ ) К. Всего в Галактике около шести тысяч ГМО, а полное количество молекулярных облаков примерно двадцать тысяч. Спектр масс молекулярных облаков хорошо описывается степенным законом  $dN/dM \sim M^{3/2}$ , то есть не такой крутой, как у звёзд, поэтому большая часть вещества заключена в немногочисленных наиболее массивных облаках. (Интересно отметить, что тот же закон наблюдается для рассеянных и шаровых скоплений нашей Галактики.)

К сожалению, молекулярный водород практически ненаблюдаем и все выводы о свойствах этого компонента межзвёздной среды получены косвенным образом – путем наблюдений молекулы CO (наиболее обильной молекулы после  $H_2$ ) в радиодиапазоне на длине волны 2.6 мм. (Следует отметить, что в молекулярных облаках обнаружено более 100 различных молекул, причем наиболее сложные молекулы содержат до 12-13 атомов различных химических

элементов.) Оценки показывают, что во внутренней по отношению к Солнцу части Галактики водорода в молекулярной форме существует намного больше, чем атомарного. Характерная полутолщина подсистемы облаков  $H_2$  оценивается в 60 пк, что характерно для крайнего населения типа I. В кольце с расстояниями от центра Галактики ( $4 \div 8$ ) кпк масса  $H_2$  составляет приблизительно  $3 \cdot 10^9 M_\odot$  и почти в 50 раз превосходит массу HI. При этом более «теплые» облака  $H_2$ , концентрирующиеся к спиральным ветвям Галактики, тесно связаны с областями HI и проявляют тенденцию к образованию ГМО. Более холодные облака молекулярного водорода имеют относительно меньшие массы и к спиральным ветвям не концентрируются, а заполняют весь диск – как междуканальное пространство, так и рукава. Отношение масс теплой и холодной подсистем молекулярных облаков равно 1:3. Причем исследование показало, что в плоскости Галактики пространственная плотность межзвёздной среды внутри радиуса солнечной орбиты не уступает плотности звёздного населения.

Еще в 50-х годах XX-го века было высказано предположение, что различные компоненты – фазы – нейтрального водорода имеют приблизительно одинаковые давления и находятся в динамическом равновесии. Развита впоследствии теория, создание которой во многом связана с работами Пикельнера (ГАИШ МГУ), показала возможность равновесного состояния двух фаз: холодных плотных облаков и горячего межоблачного газа с таким же, как в облаках, давлением. Тем самым было объяснено существование облачной структуры галактического газа HI. Отметим, что в настоящее время чаще рассматривают диффузную межзвёздную среду, т.е. среду сравнительно низкой плотности, как состоящую из трех фаз.

Интересными объектами являются так называемые глобулы Бока – молекулярные облака с характерными массами  $\sim 20 M_\odot$  и плотностью  $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ . В некоторых из них наблюдаются признаки звёздообразования. Глобулы проявляют себя как небольшие плотные темные образования, зачастую правильной формы, на фоне ярких туманностей. Ранее делалось

предположение, что глобулы являются протозвёздными объектами на самых ранних этапах сжатия. Однако дальнейшие наблюдения показали, что большинство глобул находятся в равновесии с окружающим более горячим газом.

Рассмотрим радиальную и вертикальную структуру газового диска Галактики. Как уже упоминалось ранее, в центральной области Галактики находится мощный газовый диск с довольно резким внешним краем, состоящий в основном из молекулярного водорода. Его ось вращения наклонена примерно на  $7^\circ$  к оси вращения Галактики. Радиус этого диска около 700 пк, а поверхностная плотность газа в нем достигает  $300 M_\odot/\text{пк}^2$ . (Поверхностная плотность является удобной мерой количества вещества в дисках галактик и равна массе вещества, находящегося в бесконечном перпендикулярном плоскости диска цилиндре с сечением единичной площади.) Тонкий молекулярный диск окружен более толстым диском из атомарного водорода, ось вращения которого наклонена еще сильнее – почти на  $30^\circ$ . Полная масса газа в центральном диске оценивается разными исследователями от  $3 \cdot 10^7$  до  $10^9 M_\odot$ .

Вблизи  $R \approx 700$  пк плотность молекулярного газа резко падает до  $\approx 5 M_\odot/\text{пк}^2$  и эта область пониженной плотности тянется до  $R \approx 3$  кпк. Далее его поверхностная плотность вновь в несколько раз увеличивается до  $\approx 15-20 M_\odot/\text{пк}^2$ , а затем довольно быстро спадает и уже к  $R \approx 8$  кпк составляет  $\approx 1 M_\odot/\text{пк}^2$ . Резкий максимум наблюдается в области  $R \approx 5$  кпк. Эту повышенную концентрацию рассматривают как плотное газовое кольцо, где образуются гигантские комплексы облаков молекулярного водорода и идет интенсивное звёздообразование. За пределами радиуса солнечной орбиты поверхностная плотность газа сохраняется почти неизменной до  $R \approx 15$  кпк, но на таких расстояниях большая часть его находится уже в атомарном состоянии.

Вблизи галактического центра внутри радиуса  $\approx 1$  кпк поверхностная плотность атомарного межзвёздного газа крайне низка, но далее она начинает

равномерно возрастать до  $\approx 5 M_{\odot}/\text{пк}^2$  и в диапазоне (3 ÷ 15) кпк остается практически неизменной. Зато распределение ионизованного водорода демонстрирует высокую плотность исключительно в области газового кольца.

Газовый диск в спиральных галактиках обнаруживается на расстояниях, которые иногда во много раз превышают размеры видимого звёздного диска. В нашей Галактике значительное количество нейтрального (атомарного) водорода отмечается на галактоцентрических расстояниях в два-три раза превышающих  $R_0$ . Даже на расстоянии  $R = 30$  кпк наблюдаемая поверхностная плотность газа составляет не менее  $0.1 M_{\odot}/\text{пк}^2$ .

Вертикальная структура газовых дисков спиральных галактик, в том числе и нашей, характеризуется двумя особенностями: увеличением толщины газового диска к периферии галактик и изгибанием газового диска на периферии. В нашей Галактике толщина газового слоя в области  $R < 4$  кпк равна (100 – 200) пк, в интервале галактоцентрических расстояний от 4.5 до 10 кпк она меняется мало и равна  $\approx 250$  пк, а на расстояниях (12 – 15) кпк она достигает величины 600 пк и более.

В Галактике помимо газа, образующего газовый диск, наблюдаются еще падающие на плоскость диска *высокоскоростные облака* нейтрального водорода, при этом скорости отдельных облаков относительно диска могут достигать 400 км/с. Вероятно часть этих облаков имеет внегалактическое происхождение. Интересно, что попытки найти в этих облаках молекулы ( $CO$ ,  $OH$ ) не увенчались успехом, что может говорить о низком содержании в них тяжелых элементов, или о малой оптической толщине к ультрафиолетовому излучению, разрушающему молекулярный газ.

Наиболее отчетливо связанный с нашей Галактикой внегалактический водород проявляется в виде Магелланова потока – огромной газовой-пылевой дуги, похожей на цепочку высокоскоростных облаков, протянувшейся от Магеллановых облаков к Галактике. Магелланов поток лежит в плоскости, наклоненной под углом около  $70^{\circ}$  к диску Галактики.

Приведем сравнительные данные о массе звёздного и газового диска, полученные Мейджером в 1987г. Так, полная масса диска Галактики оценивается в  $1.2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ , масса атомарного водорода в диске  $2.1 \cdot 10^9 M_{\odot}$ , масса молекулярного водорода в диске более  $1.4 \cdot 10^9 M_{\odot}$ , масса всей межзвёздной среды в диске  $5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ . Таким образом, масса межзвёздной среды составляет около 5% от массы всей Галактики (без темной материи).

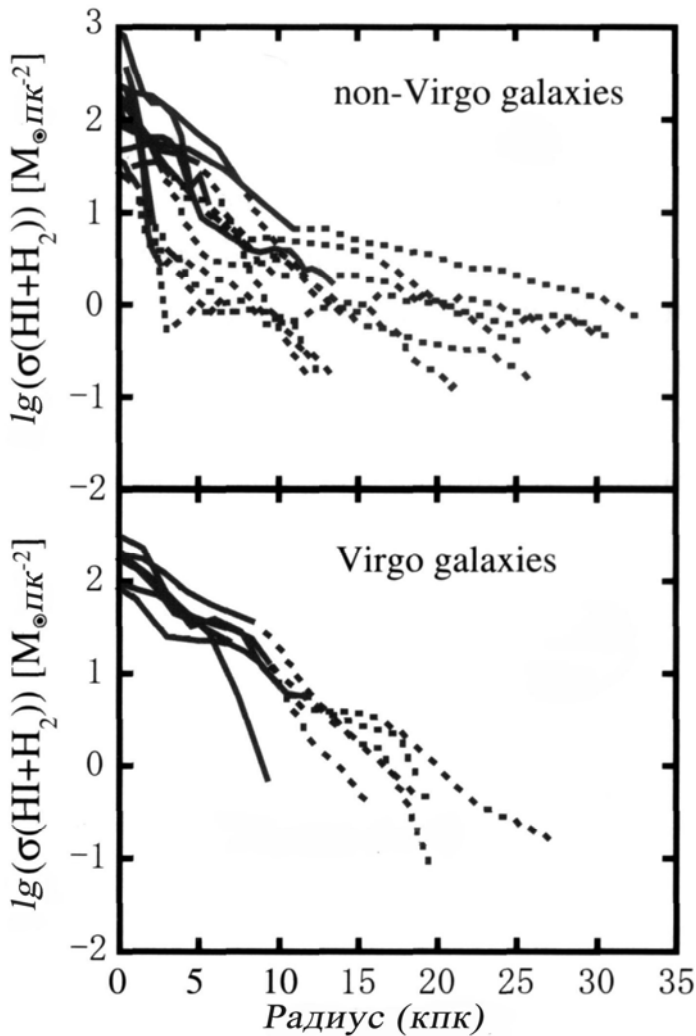


Рис.13-1

Распределение плотности газовой составляющей вдоль радиуса спиральной галактики хорошо измеряется для внешних Галактик. На рис. 13-1 показана зависимость поверхностной плотности межзвёздного водорода (молекулярного и атомарного) от галактоцентрического расстояния для нескольких галактик из скопления галактик в созвездии Дева и нескольких галактик вне скопления. Как видим, плотность газовой составляющей в среднем падает к периферии галактик приблизительно на два-три порядка, причем во внешних областях одиночных галактик это падение плотности происходит

заметно медленнее.

Добавим несколько слов о пространственном распределении газовой составляющей в Галактике. На рис. 13-2 показано распределение водорода в Галактике в разрезе всей Галактики по линии с указанными на рисунке направлениями. Хорошо виден излом газового диска в центральной области, а

также его утолщение и изгибание на периферии Галактики. Отметим еще раз, что газовая составляющая хорошо наблюдается до расстояний от галактического центра заметно больших, чем размеры звёздного диска.

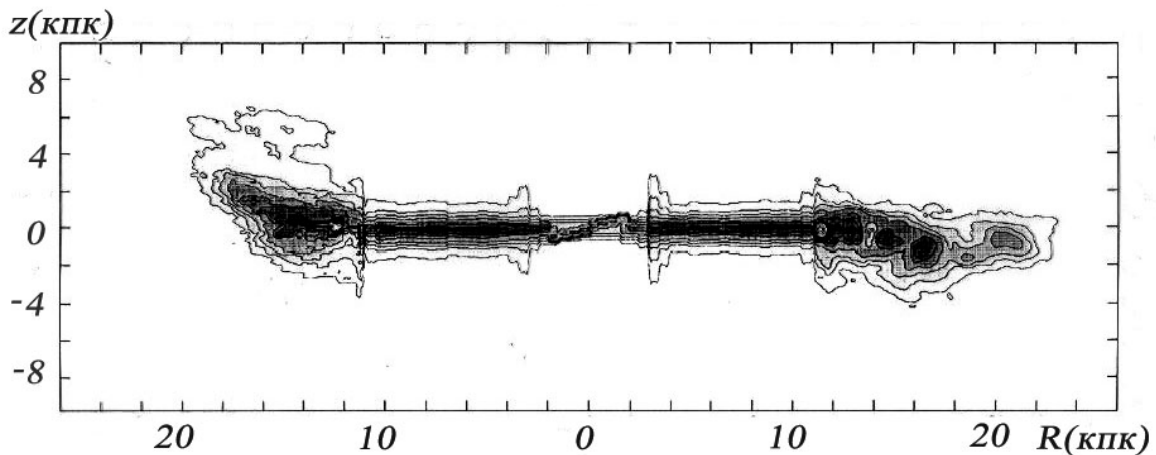


Рис. 13-2

### ***§13.3 Межзвёздная среда и звёздообразование***

В последние годы, прежде всего в связи с расширившимися наблюдениями в ИК-диапазоне на крупных наземных телескопах, наблюдаются многие зоны звёздообразования, ранее скрытые от нас поглощающей свет материей. Это позволило накопить большой объем наблюдательных данных о различных фазах процесса звёздообразования, от структуры внутренних частей плотных холодных облаков, в которых возможно звёздообразование, до ранних стадий эволюции только что родившихся звёзд.

Выяснено, что процесс звёздообразования имеет иерархический характер. Одной из характеристик звёздообразования является то, что звезда рождается не как изолированный объект - звёзды рождаются группами внутри молекулярных облаков и облачных комплексов. Ефремов (ГАИШ МГУ) по данным о нашей и других галактиках выявил, что звёздообразование происходит в гигантских комплексах размером порядка 600 пк. Эти комплексы распадаются на звёздные ассоциации, ядрами которых часто являются рассеянные скопления. Элмегрин и Ефремов установили, что продолжительность звёздообразования в газопылевом комплексе пропорциональна квадратному корню из линейного масштаба области. До сих

пор не установлено, какие свойства облаков определяют, будет ли в конкретном газопылевом комплексе рождено гравитационно-связанное скопление,  $T$ -ассоциация или расширяющаяся  $OB$ -ассоциация. Наблюдения показывают, что в процессе звёздообразования в данном облаке в звёзды превращается не более чем (5 - 30)% газа.

Переход от облачного комплекса к началу звёздообразования происходит как каскадная (иерархическая) гравитационная *фрагментация*. Холодное, слабо турбулизированное газовое облако не будет оставаться в равновесии, если его подвергнуть воздействию извне. Возникновение гравитационной неустойчивости можно наглядно представить себе следующим образом. Пусть по облаку идет звуковая волна – волна продольных колебаний частиц. Если ее длина волны достаточно велика, то в максимумах плотности масса вещества так велика, что существенным становится влияние тяготения – максимумы плотности притягивают к себе новое вещество и, таким образом, усиливаются. Такие волны называют *тяжелым звуком*. Усиление максимумов плотности приводит к распаду среды на отдельные части, ее фрагментации. В дальнейшем в образовавшихся более плотных фрагментах также могут идти процессы фрагментации, приводящие к последовательному уменьшению массы фрагментов. Этому процессу препятствуют движения в среде, как микроскопические, так и крупномасштабные.

Теоретическое описание такой неустойчивости дал Джинс в начале XX века, рассматривая распространение волн в гравитирующей газовой среде. Он получил, что «критическая» длина волны - размер возмущения, которое может выделиться в отдельный фрагмент, - определяется плотностью среды и оценил массу получающегося фрагмента. Выведем эти формулы исходя из теоремы вириала. Запишем ее выражение:

$$2K + U = 0, \quad (13 - 1)$$

где  $K$  - кинетическая, а  $U$  - потенциальная энергии единичного объема среды. Равенство в (13-1) имеет место только в случае равновесия. Если же левая часть меньше нуля, то кинетическая энергия не уравновешивает потенциальную и



происходит коллапс выделенного объема. Найдем массу сжимающегося объема  $M_J$  для этого случая, то есть когда  $2K < |U|$ . Пользуясь известными выражениями для кинетической и потенциальной энергий газовых объемов, запишем это неравенство в виде:

$$3 \frac{M_J}{\mu m_H} kT < \frac{3}{5} \frac{GM_J^2}{R_J}. \quad (13 - 2)$$

Здесь  $\mu$  - средний молекулярный вес межзвёздного газа,  $m_H$  - масса атома водорода,  $R_J$  - радиус элемента объема. Массу элемента можно записать через среднюю плотность вещества  $\rho_0$  и радиус объема:

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 R_J^3, \quad (13 - 3)$$

откуда для радиуса имеем:

$$R_J = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{M_J}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (13 - 4)$$

Подставляя это выражение в (13-2) получаем:

$$M_J > \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \propto \left( \frac{T^3}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (13 - 5)$$

Для типичных условий в диффузных облаках межзвёздного водорода, в которых можно принять температуру  $T = 50^\circ K$ , молекулярный вес  $\mu = 1$  (газ, состоящий только из водорода) и плотность  $n_H = 500$  атомов в  $\text{см}^3$ , из выражения (13-5) получаем  $M_J \approx 1500M_\odot$ , что значительно больше максимальной массы звезды. Для ядер гигантских молекулярных облаков  $T = 150^\circ K$ ,  $n_H \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$  имеем  $M_J \approx 7 M_\odot$ , т.е. массу звезды. Значит для образования фрагментов среды относительно небольших (звёздных) масс необходимо, чтобы среда была не только «холодной», но и довольно плотной.

Теперь из выражения (13-2) исключим с помощью выражения (13-3) не радиус объема, а его массу, и получим характерный размер фрагмента, который соответствует *джинсовской длине волны*. Получаем:

$$R_J = \left( \frac{15}{4\pi\rho_0} \frac{kT}{G\mu m_H} \right)^{\frac{1}{2}} \propto \left( \frac{T}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (13 - 6)$$

Выражение (13 - 6) показывает, что только холодные и плотные облака могут образовывать фрагменты небольшого размера.

Итак, для типичных условий в межзвёздной среде значения  $M_J$  значительно больше звёздных масс - скорее это массы крупных звёздных скоплений. Однако газ может охлаждаться лучеиспусканием, а в различных процессах (например, столкновения фрагментов облака) его плотность может расти. Наблюдения действительно показывают, что молекулярные облака неоднородны и часто содержат плотные ядра. Однако сколь угодно малую массу фрагментов таким путем получить нельзя. При достаточно большой плотности газовое облако становится непрозрачным к охлаждающему излучению, и дальнейшее повышение плотности приводит к адиабатическому росту температуры. При этом минимальная масса  $M_0$  фрагмента оказывается практически независимой от физических характеристик среды и почти полностью выражается через фундаментальные константы. А именно, Рис (1976) приводит следующее выражение:

$$M_0 \approx 10^{-2} T^{\frac{1}{4}} M_{\odot}, \quad (13 - 7)$$

где  $M_{\odot}$  - масса Солнца. Таким образом, минимальная масса фрагмента зависит (и то весьма слабо) только от температуры среды. Для температур, характерных для внутренних областей молекулярных облаков (порядка  $10^{\circ}$  К), согласно этой формуле получается масса, близкая к минимальной звёздной. Более точные расчёты, учитывающие перенос излучения и эффекты непрозрачности, дают величины масс фрагментов  $(10^{-2} \div 10^2)M_{\odot}$ , т.е. как раз наблюдаемый диапазон звёздных масс.

Теория говорит, что нижний предел массы протозвёздного фрагмента зависит от химического состава вещества, определяющего его охлаждение и непрозрачность. В частности, при уменьшении общего содержания тяжелых элементов минимальная масса образующихся звёзд увеличивается.

Действительно, при сжатии протозвезды она разогревается, поскольку потенциальная энергия переходит в тепловую. Тяжелые элементы увеличивают непрозрачность вещества и препятствуют охлаждению облака лучеиспусканием, поэтому разогревшееся ядро начинает препятствовать падению на него внешнего, ставшего уже непрозрачным вещества облака. В случае дефицита тяжелых элементов в протозвезде меньше коэффициент непрозрачности, и поэтому она успевает собрать больше массы до того, как ее кокон станет непрозрачным. Именно этим процессом объясняют то, что до сих пор не найдено ни одной звезды с полным отсутствием тяжелых элементов. В самом деле, поскольку у звезд первого поколения *a priori* должны отсутствовать элементы тяжелее бора, значит все они массивные и уже давно закончили свою жизнь вспышками сверхновых, которые и обогатили первичное вещество протогалактического облака тяжелыми элементами, из которого образовались звезды с привычной для нас начальной функцией масс.

С другой стороны, даже если бы по каким-то причинам из первичного газа и смогли бы образоваться протозвездные облака меньших масс, для горения водорода в их недрах потребовалась бы большая масса. Действительно, если неравенство (13-2) превратить в равенство (какое справедливо для стационарной системы), то видно, что для достижения температуры ( $\approx 10^9$  К), при которой в недрах звезды начинаются термоядерные реакции, происходит увеличение массы протозвезды при уменьшении среднего молекулярного веса ее вещества. Значит, минимально возможная масса чисто водородно-гелиевых звезд должна быть больше, чем у звезд с веществом, уже обогащенным выбросами первых сверхновых.

Обычным состоянием межзвездной среды является равновесие между горячим и холодным компонентами. Для инициации процесса фрагментации с образованием самогравитирующих молекулярных облаков, необходимы механизмы, приводящие к нарушению этого равновесия – так называемые спусковые (триггерные) механизмы, запускающие процесс звездообразования. С такими механизмами мы познакомимся в одной из следующих лекций.

## Лекция 14. Химическая эволюция звёздных населений

### §14.1 Определение химического состава звёзд

Термин *химический состав звёзд* употребляют для обозначения двух разных понятий. Первое - это массовые процентные соотношения содержаний водорода, гелия и всех более тяжелых элементов - X, Y и Z. Второе – это детальный химический состав атмосфер звёзд, определяемый из анализа спектрограмм высокого разрешения. Для данного курса изначально было важнее первое понятие, поскольку благодаря довольно высокой стабильности относительных содержаний химических элементов в космических объектах различной природы о содержании тяжелых элементов зачастую судят по содержанию в них железа - элементу, наиболее богатого линиями поглощения в коротковолновой области видимого диапазона спектра у *A-F-G-K*-звёзд. Полное относительное содержание тяжелых элементов для большого количества звёзд проще всего находить по данным фотометрии и именно по таким определениям обычно исследуются связи эволюции химического состава звёздных населений с их кинематическими свойствами и динамической эволюцией Галактики. К настоящему времени детальный химический состав из анализа спектров высокого разрешения уже получен для нескольких тысяч звёзд и поэтому он также уже может быть использован для статистического установления связей.

Кратко напомним меры химического состава звёзд. Основной мерой химического состава является относительное логарифмическое обилие  $[Fe/H] = \lg(N_{Fe}/N_H) - \lg(N_{Fe}/N_H)_{\odot}$ , где  $(N_{Fe}/N_H)$  - отношение числа атомов железа к числу атомов водорода в звёзде, а  $(N_{Fe}/N_H)_{\odot}$  - такое же отношение на Солнце. Зная из детального спектроскопического анализа общее содержание по массе всех химических элементов на Солнце ( $\approx 1.7\%$ ), можно легко перевести отношение  $[Fe/H]$  (или *металличность*) в массовое содержание тяжелых элементов в

исследуемой звезде. Чаще всего используется приближённое равенство  $[Fe/H] = \lg(Z/Z_{\odot})$ . Это выражение справедливо при условии, что пропорция металлов и элементов  $C, N, O$ , дающих основной вклад в  $Z$ , у рассматриваемых звёзд одинакова и совпадает с солнечной. Однако металличность не всегда хорошо коррелирует с общим содержанием в звездах всех элементов тяжелее гелия. Так, мы помним, что на поздних стадиях эволюции звёзд средних масс элементы  $CNO$ , создаваемые при горении гелия в слоевых источниках звёздных оболочек, выносятся на поверхность, так что спектральный анализ дает повышенное их содержание относительно как водорода, так и железа. Высокие (в 2-3 раза большие, чем на Солнце) относительные содержания некоторых элементов, в том числе и кислорода, наблюдаются в старых звездах с низким обилием железа, принадлежащих гало и толстому диску Галактики. И наоборот, при столь же малом обилии железа, аномально низкие относительные содержания  $\alpha$ -элементов часто наблюдаются в звездах, образовавшихся из вещества, испытавшего отличную от галактической химическую историю. Иногда для того, чтобы подчеркнуть, что показатель металличности относится ко всем тяжелым элементам, а не только к железу, используют обозначение  $[M/H]$ .

Для массовых оценок металличностей звёзд используют данные фотометрии. Известно несколько фотометрических индексов металличности, отражающих меру блокирования линиями тяжелых элементов ультрафиолетовой области спектра. Один из них можно получить в широкополосной  $UBV$ -фотометрии. Это так называемый *ультрафиолетовый избыток*  $\delta(U-B)$  – смещение вдоль оси  $U-B$  на двухцветной диаграмме от линии непокрасневших звёзд солнечной металличности. Этот индекс может быть получен только для непокрасневших одиночных звёзд или рассеянных звёздных скоплений и применяется для звёзд главной последовательности спектральных классов  $F, G$  и  $K$ . Для удобства индекс приводят к одной величине показателя цвета  $(B-V) = 0.{}^m6$ , так как при одинаковой металличности величина индекса зависит от  $(B-V)$ .

В среднеполосной фотометрической системе  $uvby$  показателем металличности является индекс  $\delta m_1$  – смещение по оси  $m_1$  на диаграмме показателей цвета  $(b-y) - m_1$ . Его свойства во многом аналогичны индексу  $\delta(U-B)$ . При определенных недостатках у индексов металличности есть важное преимущество перед детальным исследованием спектров – массовость и простота определения. Поэтому распределения содержаний тяжелых элементов среди звёзд разных типов чаще всего исследуют по фотометрическим металличностям.

В качестве показателя металличности для переменных звёзд типа RR Лиры используется так называемый индекс Престона -  $\Delta S$ . Этот индекс представляет собой разность спектральных подклассов, определенных для данной звезды по водородным линиям и линии  $K$  ионизованного кальция:  $\Delta S = 10 \cdot [Sp(H) - Sp(KCaII)]$ . При этом у звёзд с солнечным содержанием металлов  $\Delta S \cong 0$ , а у самых малометаллических звёзд  $\Delta S \cong 11$ .

Для всех указанных индексов построены калибровки – формулы перехода от индексов к величинам  $[Fe/H]$ . Обычно это линейные (реже квадратичные) зависимости, получаемые с помощью надежных спектральных определений  $[Fe/H]$  большого числа звёзд.

К настоящему времени более чем для двух тысяч близких звёзд поля разных типов определены металличности по спектрам высокого разрешения. Различными методами определены средние металличности практически для всех шаровых скоплений и более чем для ста рассеянных скоплений. Точность определения величины  $[Fe/H]$  одной звезды спектральными методами имеет порядок 0.10 - 0.15. Приблизительно ту же внутреннюю точность дают и фотометрические индексы, но они еще несут в себе систематические ошибки, в частности – ошибки калибровочных соотношений.

Оценки индексов металличности звёзд и звёздных скоплений рассеяны по большому числу научных работ. Однако основу статистических исследований химического состава звёзд, в том числе и проведения калибровок разных индексов металличности, составляют компилятивные каталоги

спектроскопических определений величин  $[Fe/H]$ , регулярно публикуемые Керель де Стробель с сотрудниками. Кроме того, в 2005 году Борковой и Марсаковым (РГУ) опубликован сводный каталог спектроскопических определений параметров атмосфер, а также содержаний железа и магния (представителя  $\alpha$ -элементов) почти для 900 близких  $F$ - $G$ -звёзд главной последовательности. Приведенные в нем характеристики звёзд впервые получены с весовым усреднением всех опубликованных за (1989 – 2003) годы соответствующих величин, определенных разными авторами методом синтетического моделирования спектров. Благодаря нескольким определениям для большинства звёзд, средняя внутренняя ошибка металличности получилась  $\epsilon[Fe/H] = \pm 0.07$ . Для удобства решения различных звёздноастрономических задач в каталоге также приведены компоненты скоростей и элементы галактических орбит для всех звёзд.

Металличности шаровых скоплений обычно собирают в сводных каталогах параметров этих скоплений, в частности они имеются в регулярно обновляемом компилятивном каталоге Харриса, о котором упоминалось выше.

#### ***§14.2 Изменение химического состава звёздного вещества***

Хотя синтез элементов тяжелее гелия является вопросом астрофизики, для понимания эволюции Галактики напомним основные черты этого процесса. Космологическая теория объясняет только появление водорода, гелия и небольшого количества нескольких легких элементов. Химический состав вещества Вселенной в прошлом устанавливают путем спектроскопических исследований далеких галактик, а современное - по составу нашей и ближайших галактик. В частности, наблюдения далеких галактик дало отношение содержаний дейтерий/водород  $(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ . В настоящее время в Галактике это отношение равно  $1.6 \cdot 10^{-5}$ , что говорит об определенном изменении химического состава со временем. Исследования далеких галактик

важны, так как они дают начальные условия для построения моделей химической эволюции Галактики. Хойл в 1946 году высказал идею, что существующие в настоящее время химические элементы образовались из водорода и гелия в реакциях нуклеосинтеза в недрах звёзд, и были затем выброшены в межзвёздное пространство при взрывах сверхновых звёзд. Из обогащенной тяжелыми элементами межзвёздной среды вновь образовались звёзды и т.д. При этом часть созданных элементов остается законсервированными в звёздных остатках и маломассивных звездах и выключается из кругооборота.

Согласно современным представлениям, массивные сверхновые звёзды SNe II ( $M > 8M_{\odot}$ ) являются основными поставщиками в межзвёздную среду элементов  $\alpha$ -захвата,  $\gamma$ -процесса и небольшого количества элементов группы железа. Основная же масса элементов группы железа синтезируется в звездах меньших масс ( $M \approx 2 \div 8 M_{\odot}$ ) как результат аккреции вещества на углеродно-кислородный белый карлик в тесных двойных системах, взрывающихся вследствие этого как SNe Ia. Обогащение межзвёздной среды  $\alpha$ -элементами (O, Mg, Si, S, Ca и Ti) происходит за более короткое время, чем железом, что обусловлено разницей во временах эволюции сверхновых типа II ( $\approx 20$  млн. лет) и Ia ( $\approx 1$  млрд. лет). Поскольку вклад SNe Ia в синтез элементов группы железа существенно больше, чем вклад в синтез  $\alpha$ -элементов, то отношение  $[\alpha/Fe]$  будет убывать в Галактике по мере обогащения межзвёздной среды остатками этих сверхновых. Таким образом, к тому моменту, когда величина  $[\alpha/Fe]$  начнет уменьшаться, пройдет  $\approx 1$  млрд. лет после начальной вспышки звездообразования. Поэтому более молодые звёзды имеют в среднем меньшее относительное содержание  $\alpha$ -элементов. На рис. 14-1 приведена диаграмма  $[\alpha/Fe] - [Fe/H]$  для генетически связанных с единым протогалактическим облаком (заполненные кружки) и аккрецированных (открытые кружки) звёзд поля из каталога Борковой и Марсакова (2005). Видно, что излом зависимости из-за наступления эпохи массовых вспышек SNe Ia (т.е. через  $\approx 1$  млрд. лет) и



обогащения их выбросами межзвёздной среды в нашей Галактике находится в окрестности  $[Fe/H] \approx -1.0$ . Горизонтальная штриховая линия приблизительно разделяет звёзды подсистем толстого и тонкого дисков – абсолютное большинство звёзд тонкого диска имеет  $[\alpha/Fe] < 0.2$  (плотное сгущение точек в правом нижнем квадранте диаграммы).

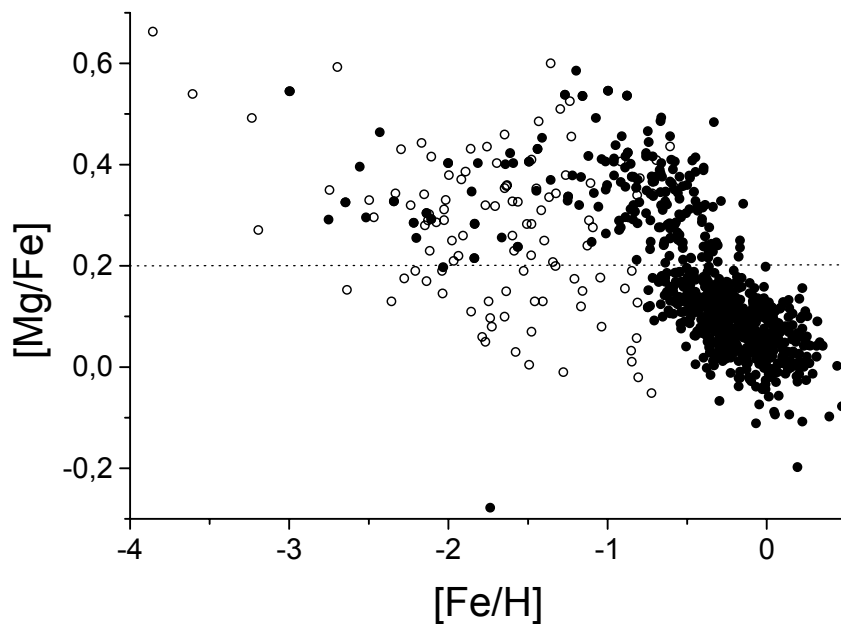


Рис. 14-1

Часть тяжелых элементов образуется дополнительно в процессах медленного захвата нейтронов (s-процесс), реализуемых в атмосферах одиночных звёзд промежуточной массы ( $4 \div 8$ )  $M_{\odot}$ , и выбрасываются затем в межзвёздную среду в результате постепенной потери ими оболочки.

Теория эволюции звёзд, в том числе теория взрывного нуклеосинтеза в массивных звездах, включающая горение углерода, кислорода и кремния, объяснила с достаточной точностью распространённость элементов в природе. При этом ясно, что в случае непрерывно продолжающегося процесса звёздообразования и межзвёздная среда, и вновь рожденные звёзды должны быть все более богаты тяжелыми элементами. В этом случае наблюдательные данные должны обнаруживать зависимость между возрастом и металличностью.

Важным вопросом является и то, как зависит темп обогащения вещества Галактики от свойств межзвёздной среды? Ответ на этот вопрос связан с возможностью найти по наблюдательным данным зависимость содержания тяжелых элементов от положения объектов в Галактике, прежде всего – градиенты химического состава в объектах диска и гало по радиусу Галактики.

### ***§14.3 Многокомпонентность галактического гало и его химические свойства***

Характерными представителями населения гало Галактики, как мы уже знаем, являются шаровые звёздные скопления и некоторые типы звёзд поля – субкарлики, красные гиганты с низким содержанием металлов и переменные типа *RR Лир*.

Рассмотрим химические свойства шаровых звёздных скоплений, поскольку они наблюдаются на очень больших галактоцентрических расстояниях и по ним можно непосредственно отследить современную структуру гало. Химический состав шаровых скоплений коррелирует с параметрами их пространственного распределения, с кинематическими характеристиками и, возможно, с возрастами. Анализ этих связей позволяет сделать важные выводы о динамической эволюции Галактики на ранних ее стадиях. Распределение металличностей этих объектов по данным каталога Харриса было показано на рис. 8-2. Важной особенностью этого распределения является значительный дефицит скоплений с  $[Fe/H] \approx -1.0$ . Учитывая, что случайные ошибки исследуемых величин «размывают» распределение, а ошибки определения металличностей отнюдь не малы, мы можем даже подозревать, что таких скоплений нет совсем. Значение  $[Fe/H] \approx -1.0$  выделяется еще одним важным свойством – при переходе через эту границу, скачком меняются характеристики пространственного распределения этих объектов и их кинематические свойства.

В таблице 14-1 приведены пространственно-кинематические характеристики шаровых скоплений, разбитых на две группы по величинам  $[Fe/H]$ , по данным Борковой и Марсакова (2000). В таблице  $\sigma_r$  - дисперсия лучевых скоростей скоплений,  $V_{вр}$  – скорость вращения группы вокруг галактического центра,  $X, Y, Z$  – шкалы расстояний по соответствующим галактическим координатам,  $\langle e \rangle$  - средние эксцентриситеты орбит (в скобках приведены численности скоплений в группе с известными орбитами). Из таблицы ясно, что в Галактике есть, как минимум, две группы шаровых скоплений, заметно различающихся по пространственному распределению, кинематическим свойствам и химическому составу. При этом металлическая группа демонстрирует не только большую скорость вращения и малые эксцентриситеты орбит, но и заметную сплюснутость к плоскости Галактики, поэтому такие скопления выделены в подсистему, названную толстым диском. Итак, шаровые скопления Галактики достаточно отчетливо разделяются на две подсистемы с резким различием содержания металлов. Логика требует, чтобы увеличение содержания металлов соответствовало уменьшению возрастов скоплений, но, как уже отмечалось, вопрос о различиях определяемых возрастов скоплений разной металличности до сих пор однозначно не решен (хотя современные определения возрастов скоплений такую зависимость все же показывают).

Таблица 14-1

Параметр	$[Fe/H] < -1.0$	$[Fe/H] > -1.0$
число ШС	92	31
$\sigma_r$ , км/с	$120 \pm 10$	$72 \pm 9$
$V_{вр}$ , км/с	$23 \pm 30$	$165 \pm 38$
X, кпк	$5.5 \pm 0.5$	$3.0 \pm 0.5$
Y, кпк	$4.5 \pm 0.5$	$2.0 \pm 0.5$
Z, кпк	$5.5 \pm 1.0$	$1.0 \pm 0.2$
$\langle e \rangle$	$0.57 \pm 0.04$ (48)	$0.13 \pm 0.04$ (2)

Однако, по-видимому, не все шаровые скопления образовались из вещества единого протогалактического облака, и поэтому относительные содержания в их звездах различных химических элементов может заметно отличаться от среднего по Галактике. Действительно, оказалось, что население малометаллических шаровых скоплений является неоднородным и делится на две группы по строению горизонтальной ветви (мы уже отмечали, что строение горизонтальной ветви кроме металличности и возраста зависит еще и от неизвестного третьего параметра). Все скопления с экстремально голубыми горизонтальными ветвями оказались одинаково старыми. Они занимают сфероидальный объем радиусом примерно 9 кпк и в среднем имеют довольно большую скорость вращения ( $V_{вр} = 77 \pm 33$  км/с) - это подсистема старого «собственного» гало Галактики. Население скоплений с аномально красными для своей малой металличности горизонтальными ветвями занимает в Галактике эллипсоидальный объем с характерным размером  $\approx 20$  кпк. Многие скопления, принадлежащие этой группе, оказались на ретроградных орбитах (т.е. вращаются в направлении, обратном галактическому), что совсем не характерно для объектов, генетически связанных с единым протогалактическим облаком. Кроме того надежно установлено, что часть их на несколько миллиардов лет моложе скоплений такой же металличности, принадлежащих собственному гало Галактики. Предполагается, что все эти скопления попали в нашу Галактику в результате разрушения ее приливными силами карликовых галактик-спутников. Значит, все эти скопления образовались из вещества, испытавшего отличную от галактической химическую эволюцию. Сформированная ими подсистема называется «аккрецированное» гало. Приведем конкретные примеры таких скоплений. В настоящее время мы наблюдаем распад карликовой сферической галактики Сагиттариус (Srg). С этой галактикой уверенно ассоциируются четыре шаровых скопления: M54, Agr 2, Ter 8 и Ter 7. Скопление Pal 12 находится на значительном удалении от этой галактики, но, согласно точно восстановленным орбитам обеих звездных систем, была выброшена из Srg примерно полтора миллиарда лет назад. Ядром

системы обычно полагают очень массивное шаровое скопление M54. Кроме того, системе Сагиттариус с большей вероятностью принадлежат еще пять шаровых скоплений: M53, Pal 5, NGC 4147, NGC 5053 и NGC 5634. Элементы галактических орбит скоплений Rup 106, Pal 13, NGC 5466, NGC 6934 и NGC 7006 также указывают на то, что они были захвачены из различных галактик-спутников. Численное моделирование динамических процессов, происходящих при взаимодействии Галактики с карликовым спутником, однозначно свидетельствует, что даже  $\omega$  Cen - крупнейшее из известных галактических шаровых скоплений, находящееся довольно близко к галактическому центру и имеющее ретроградную орбиту, - в свое время было ядром карликовой галактики. В итоге шаровых скоплений внегалактического происхождения оказывается примерно в полтора раза больше, чем малометаллических скоплений «собственного» гало, т.е. образовавшихся из единого протогалактического облака. Следовательно, аккрецированные звёздные объекты составляют подавляющую долю массы современного гало Галактики.

Классические представители сферической составляющей Галактики среди звёзд поля – субкарлики, красные гиганты и переменные типа *RR-Лир* – также демонстрируют подобную структуру, то есть являются составляющими трех старых подсистем Галактики – толстого диска, собственного гало и аккрецированного гало. В частности, функции металличности этих звёзд демонстрируют явный дефицит или перегиб огибающих в окрестности  $[Fe/H] \approx -1.0$ , разделяя их на толстый диск и гало. Тем не менее, надежнее стратифицировать звёзды по галактическим подсистемам с помощью кинематических критериев. Выделять звёзды предположительно внегалактического происхождения следует по высоким энергиям их галактических орбит. Однако для близких звёзд вполне можно обойтись только их полными пространственными скоростями, в частности, критическое значение остаточной скорости относительно локального центроида  $V_{ост} > 240$  км/с надежно отделяет звёзды с высокими энергиями орбит, при этом большинство их оказывается на ретроградных орбитах, что однозначно

свидетельствует об их внегалактическом происхождении. Именно по такому критерию выделены предположительно аккрецированные звёзды поля на рисунке 14-1 (открытые кружки).

Детальное исследование относительных содержаний различных химических элементов в атмосферах непроэволюционировавших звёзд дает возможность сравнивать истории звездообразования в их родительских изолированных протогалактических фрагментах. В частности оказалось, что среди малометаллических аккрецированных объектов присутствует заметная доля с аномально низкими (иногда даже ниже солнечного) относительными содержаниями  $\alpha$ -элементов (см. на рис. 14-1 открытые кружки). Это, скорее всего, означает, что за пределами единого протогалактического облака, т.е. в протооблаках карликовых галактик, скорость звездообразования и/или начальная функция масс звёзд были иными.

Отметим, что среди наблюдаемых объектов гало чрезвычайно мало объектов с металличностями  $[Fe/H] < -3.0$ . Это означает, что заметное звездообразование известных нам типов звёзд и скоплений началось после того, как 0.002% массы Галактики превратилось в тяжелые элементы. То, что не наблюдаются звёзды, не содержащие в спектрах линии тяжелых элементов, то есть звёзды населения III, до сих пор является загадкой. По современным наблюдательным данным самая бедная металлами звезда имеет металличность лишь  $[Fe/H] = -5.4$ .

#### ***14.4 Химические свойства галактического диска***

Анализ распределения металличностей ближайших *F-G*-карликов показал, что среди звёзд диска не более  $\approx 5\%$  обнаруживает содержание металлов  $[Fe/H] < -0.5$  (см. рис. 14-2). С другой стороны, примерно такой же процент звёзд сферической составляющей оказывается богаче этой металличности. Поэтому этим значением металличности часто выделяют

звёзды тонкого диска. Однако корректнее выделять объекты подсистем по пространственно-кинематическим параметрам, поскольку именно они определяют морфологическую структуру Галактики.

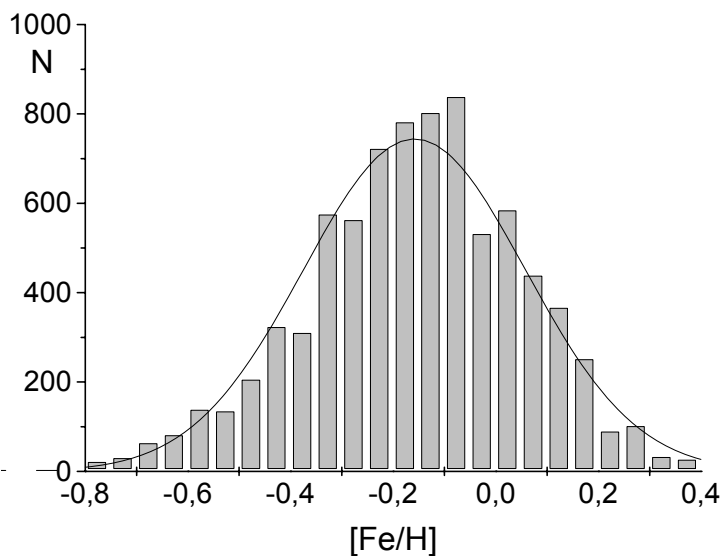


Рис. 14-2

На рис. 14-2 приведено распределение по металличности близких к Солнцу звёзд тонкого диска из каталога Холмберг и др. (2007). Распределение демонстрирует большую дисперсию и явно выраженную асимметрию в положительную сторону относительно кривой Гаусса. Это свидетельствует о том, что звёздное население

диска в окрестностях Солнца довольно неоднородно по содержанию в них тяжелых элементов. Длительность периода существования подсистемы тонкого диска предполагает, что мы должны наблюдать увеличение металличности у более молодых звёзд. Однако существование зависимости между возрастом и металличностью в подсистеме до сих пор находится под вопросом. Это связано не только с ненадежностью определения возрастов одиночных звёзд, но и с проблемой определения мест рождения звёзд, находящихся в настоящее время в окрестностях Солнца, по которым мы пытаемся отследить эту зависимость, поскольку звёзды одного возраста, но рожденные на разных галактоцентрических расстояниях, имеют, как мы увидим далее, разную металличность.

Интересно, что среди близких рассеянных звёздных скоплений (положение которых в Галактике не связано с релаксационными процессами, удаляющими их от места рождения случайным образом) мы наблюдаем скопления приблизительно одного возраста, но разной металличности. Например, «сверхметалличное» скопление Гиады с  $[Fe/H] = +0.10$  и имеющее

близкий возраст скопление Coma с почти солнечной металличностью  $[Fe/H] = -0.05$ . Так что распределение металличностей в небольших областях диска может не описывать обогащение металлами всего диска – существенными являются локальные эффекты. Локальные эффекты также замывают зависимость металличности объектов диска от возраста.

Исследования показывают, что у наименее металличных ( $[Fe/H] < -0.3$ ) звёзд тонкого диска относительные содержания  $\alpha$ -элементов систематически уменьшаются с увеличением радиусов их орбит так, и что повышенные их содержания ( $[\alpha/Fe] > 0.2$ ) наблюдаются практически только у звёзд, орбиты которых почти целиком лежат внутри солнечного круга. Уменьшение отношений  $[\alpha/Fe]$  с увеличением радиусов орбит звёзд одинаковой металличности означает, что ближе к галактическому центру скорость звездообразования выше, чем на периферии. (Напомним, что повышенные содержания  $\alpha$ -элементов в звездах, свидетельствуют о том, что они образовались из вещества, обогащенного накануне взорвавшейся массивной сверхновой II типа.) Уменьшение скорости звездообразования вдоль галактического радиуса привело, как мы увидим ниже, к возникновению радиального градиента металличности в Галактике.

Определение радиального градиента металличности в галактическом диске  $\partial[Fe/H]/\partial R$  имеет особый интерес для изучения процессов звездообразования в Галактике. Эта величина определялась из наблюдений неоднократно по разным типам звёзд и звездам рассеянных звёздных скоплений, а также по областям III и планетарным туманностям. Оказывается, что оценки радиального градиента металличностей звёзд диска Галактики лежат в интервале от 0 до -0.13. Отрицательный знак градиента показывает, что содержание металлов в диске Галактики несколько уменьшается от близких к центру Галактики областей диска к его периферии. Это согласуется с высказанным выше предположением о большем темпе звездообразования в центральных областях диска, богатых межзвёздным веществом. Интересно, что



зоны  $HI$  и планетарные туманности показывают большой градиент металличности, здесь интервал оценок от  $-0.08$  до  $-0.27$ .

Наиболее удобным объектом для изучения радиального градиента химического состава звёзд диска Галактики являются классические цефеиды. Это сверхгиганты, наблюдаемые на больших расстояниях, для которых к настоящему времени получено много оценок содержаний различных элементов. По данным обширного исследования Андриевского из Одесской обсерватории зависимость  $[Fe/H]$  от расстояния до центра Галактики  $R$  может быть представлена тремя отрезками прямых с разными наклонами. В области  $4 \text{ кпк} < R < 6.5 \text{ кпк}$   $\partial[Fe/H]/\partial R = -0.13 \pm 0.03$ , для интервала  $6.5 \text{ кпк} < R < 10 \text{ кпк}$  имеем для этой величины  $-0.02 \pm 0.01$ , а для  $R > 10 \text{ кпк}$  градиент равен  $-0.06 \pm 0.01$ . Некоторые исследователи (см., например, Мишуров, Липине и Ачарова) полагают, что такое поведение радиального градиента химического состава связано с зоной коротации (где скорости спирального узора и вращения галактического диска совпадают), находящейся, согласно их исследованиям кинематики звёзд поля, вблизи солнечного радиуса орбиты. Однако по данным о рассеянных звёздных скоплениях эта точка находится на значительно большем галактоцентрическом расстоянии. На рис. 14-3 представлены полученные Андриевским данные, где разными символами показаны цефеиды из разных интервалов галактоцентрического расстояния.

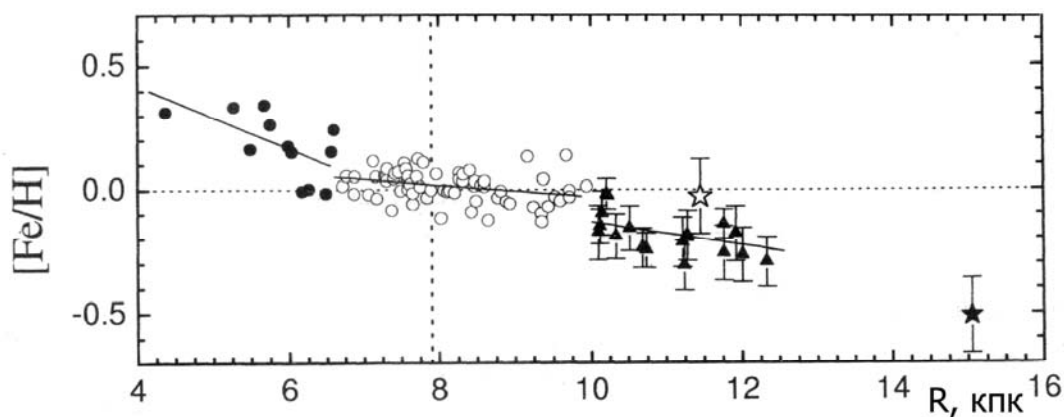


Рис.14-3

Существование градиента химического состава такой величины и знака типично и для других галактик, как спиральных, так и эллиптических. У других

галактик наблюдаются градиенты металличности в интервале от -0.03 до -0.1, так что наша Галактика в этом смысле является типичным объектом.

### *§14.5 Модели химической эволюции Галактики*

Для изучения химической эволюции Галактики строят модели обогащения диска тяжелыми элементами, в которых учитывается производство химических элементов в звездах, вывод элементов из эволюции запирианием их в звёздных остатках, а иногда возможное “обновление” межзвёздной среды выпадением на диск газа из межгалактического пространства. Система интегро-дифференциальных уравнений включает такие функции, как темп звездообразования, связанный с темпом производства химических элементов звездами, и начальную функцию масс, которая определяет долю звёзд, эффективно поставляющих металлы в межзвёздную среду.

Тинсли предложила классификацию моделей химической эволюции, деля модели на две группы: закрытые – описывающие галактический диск как замкнутую систему, и открытые – допускающие обмен веществом между диском и другими подсистемами Галактики и межгалактической средой. Вопрос о том, какую модель выбрать для описания химической эволюции диска Галактики, зависит от количества газа, который диск получает из межгалактического пространства и теряемого диском со временем. То, что диск получает газ, показывают падающие на него высокоскоростные газовые облака, которые имеют содержание металлов приблизительно в 4 раза меньше солнечного. По современным оценкам, эти облака приносят в диск  $\approx 1M_{\odot}$  год<sup>-1</sup>.

Простейшая модель химической эволюции окрестностей Солнца была предложена в начале 60-х годов XX-го века Шмидтом и С. ван ден Бергом. В этой модели окрестности Солнца трактуются как однородная замкнутая система, состоящая в начальный момент из небогащенного тяжелыми элементами газа. При некоторых упрощающих предположениях уравнения простой модели допускают аналитическое решение. При этом оказывается, что

такая простая модель, а это словосочетание постепенно стало нарицательным, предсказывает распределение металличностей звёзд окрестностей Солнца, заметно отличающееся от наблюдаемого. Главное отличие – модель требует существования заметного количества G-карликов с металличностями менее – 0.5. Как наблюдаемое распределение металличностей F и G карликов, так и распределение металличностей красных гигантов не показывают этого. Эту, так называемую проблему G-карликов удастся разрешить только в рамках модели, предполагающей прерывистое звёздообразование в Галактике.

Уравнения химической эволюции некоторого объема диска Галактики, согласно недавней работе Шустова, Тутукова и Вибе (ИНАСАН)), выглядят следующим образом. Эволюция массы газа в галактике описывается уравнением:

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi(t) + \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi(t - \tau_M)(M - M_r)\varphi(M)dM - M_g^{out} + \dot{M}_g^{in}, \quad (14-1)$$

где  $M_g$  есть масса газа в галактике,  $M_r$  – масса звёздного остатка,  $\psi(t)$  – скорость звёздообразования,  $\varphi(M)$  – начальная функция масс,  $M_{\max}$  и  $M_{\min}$  – максимальная и минимальная массы звёзд,  $\tau_M$  – время жизни звезды массы  $M$ , а третье и четвертое слагаемые дают темп притока газа в галактику извне (темп аккреции) и оттока газа в межгалактическое пространство. Первое слагаемое в правой части уравнения описывает расход газа на образование рождающихся звёзд, второе – массу, возвращаемую звездами в межзвёздную среду в процессе их эволюции. Эволюция массы  $i$ -го химического элемента описывается уравнением:

$$\frac{d(Z_i M_g)}{dt} = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi(t - \tau_M)[Z_i(t - \tau_M)(M - M_r) + P_i(M)]\varphi(M)dM - Z_i(t)\psi(t) - \dot{M}_i^{out} + \dot{M}_i^{in}. \quad (14-2)$$

Здесь  $Z_i(t)$  есть относительное содержание в среде  $i$ -го элемента в момент  $t$ ,  $P_i(M)$  – масса  $i$ -го элемента, синтезированного в звезде массы  $M$ . Закрытая модель получается из уравнений (14-1) и (14-2) занулением двух последних слагаемых.

Уравнения показывают, насколько трудной является в настоящее время задача изучения эволюции химического состава галактического диска. Мы не очень хорошо знаем начальную функцию масс, очень плохо представляем зависимость скорости звездообразования от времени, но знаем, что эти величины зависят от химического состава среды. Непростой задачей является определение массы элемента, синтезированного в звезде, которая зависит от тонких эффектов в теории звёздной эволюции. Еще больше усложняется задача, если рассматривать не малый объем в диске Галактики, а диск в целом, так как во всех функциях появляется зависимость, как минимум, от галактоцентрического расстояния. В настоящее время, к сожалению, вряд ли приходится считать, что создана количественная теория эволюции химического состава вещества диска Галактики.

Темп поступления тяжелых элементов в межзвёздную среду Галактики можно оценить из массы переработанного звездами газа, возвращаемого ими в межзвёздную среду, и химического состава этого газа. В настоящее время считается, что звёзды возвращают газ в межзвёздную среду в следующих количествах.

Таблица 14-2 Темп возвращения газа в межзвёздную среду

Тип объекта	Возвращаемая масса ( $M_{\odot}$ /год)
Звёзды асимптотической ветви гигантов и планетарные туманности	0.3 - 1.0
Звёзды ранних спектральных классов	0.08 - 0.5
Сверхновые звёзды	0.03
Новые звёзды	0.003

## Лекция 15. Построение модели Галактики

### *§15.1 Динамические свойства звёздной системы*

Начиная с этой лекции, мы кратко рассмотрим некоторые основы динамики звёздных систем применительно к структуре Галактики и движению звёзд в ней. *Динамика звёздных систем* – это отрасль астрономии, изучающая свойства звёздных систем и эволюцию этих систем под действием сил тяготения, которые определяются распределением масс и в свою очередь определяют движение этих масс. Рассмотрим некоторые динамические свойства нашей звёздной системы.

Основная видимая масса нашей Галактики, как было показано в предыдущих лекциях, заключена в звездах. Межзвёздная среда в динамике Галактики играет скромную роль, составляя несколько процентов от полной массы Галактики. Только относительно немногочисленные гигантские молекулярные облака, обладающие большими массами, могут оказывать заметное влияние на движение близких к ним звёзд и эволюцию звёздных скоплений и Галактики в целом. То, что крупные галактики расположены относительно далеко от нашей и практически не влияют на движение звёзд в ней, а близкие карликовые галактики слишком малы, позволяет в первом приближении считать нашу Галактику изолированной системой и ограничиться при изучении ее динамики учетом совокупности объектов, составляющих только нашу звёздную систему.

Так как звёзды Галактики расположены далеко друг от друга (двойные звёзды можно рассматривать как одиночные), то можно пренебречь взаимодействием звёзд между собой (так называемыми *иррегулярными силами*) и учитывать только сглаженное совместное влияние на пробную звёзду всех объектов системы вместе (*регулярные силы*). Это заключение подкрепляет и большое количество звёзд в Галактике, поскольку, чем больше тел в системе,

тем меньшее значение имеют в ней иррегулярные силы по сравнению с регулярными.

Если пытаться рассмотреть движение каждой звезды Галактики в поле, создаваемом всеми остальными звездами, то необходимо для данной звезды решить систему из  $6N$  уравнений движения, где  $N \approx 2 \cdot 10^{11}$  - число звёзд в Галактике. При этом следует для каждой звезды задать положения и скорости в некоторый начальный момент. Такая задача совершенно неразрешима. Поэтому остается ограничиться отысканием общих свойств звёздных движений, применяя методы статистической физики. При этом звёзды рассматриваются как материальные точки, составляющие “звёздный газ”. В отличие от объема обычного газа, у звёздной системы нет твердых стенок и определенных границ. При этом дисперсия скоростей звёзд играет роль меры обычной температуры газа.

Поскольку сила тяготения медленно убывает с расстоянием, то при расчёте потенциальной энергии некоторого объема звёздной системы надо учитывать не только энергию гравитационного взаимодействия звёзд внутри объема, но и гравитационное взаимодействие других частей системы с этим объемом.

Так как звёзды очень редко расположены в пространстве Галактики, то тесные сближения между ними, вызывающие большие изменения их движения, происходят очень редко, поэтому длина свободного пробега звезды в Галактике во много раз превосходит размеры Галактики. Следовательно, “звёздный газ” можно рассматривать как газ невзаимодействующих частиц. Мерой, позволяющей количественно выразить слабость влияния взаимодействий между звездами на динамические свойства Галактики, является малость иррегулярных сил по сравнению с регулярными. Оценить отношение действенности двух типов сил можно следующим образом.

Примем, для простоты, рассматриваемую звёздную систему сферически симметричной. Сила тяготения на единицу массы в точке, находящейся внутри системы радиуса  $R$  на расстоянии  $r$  от ее центра, есть

$$F = \frac{GN\bar{m}}{R^3} \cdot r, \quad (15 - 1)$$

где  $N$  есть число звёзд в системе,  $\bar{m}$  - среднее значение звёздной массы (можно считать, что все звёзды системы имеют одинаковые массы). Притяжение единичной массы ближайшим телом, находящимся на расстоянии  $r_1$  от нее, есть:

$$F_1 = \frac{Gm}{r_1^2}. \quad (15 - 2)$$

Приравняв эти силы, мы из получившегося выражения можем найти величину  $r_1$  – радиус сферы для данной звезды, на котором равны регулярная и иррегулярная сила. Получим:

$$r_1 = \left( \frac{mR^3}{N\bar{m}r} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (15 - 3)$$

Объем сферы радиуса  $r_1$  будет равен:

$$V_1 = \frac{4}{3} \pi \left( \frac{mR^3}{N\bar{m}r} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (15 - 4)$$

На одну звёзду системы в среднем приходится объем  $\frac{4}{3} \pi \frac{R^3}{N}$ . Усредним массы в скобке (15-4) и разделим на объем, приходящийся на одну звёзду. Это приведет к выражению, которое дает долю объема, в которой равны регулярные и иррегулярные силы:

$$V_{кр} = \frac{\overline{m^{\frac{3}{2}}}}{\bar{m}^{\frac{3}{2}} \sqrt{N}} \cdot \left( \frac{R}{r} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (15 - 5)$$

где  $\overline{m^{\frac{3}{2}}}$  - среднее значение массы звезды в степени  $3/2$ . Чтобы избавиться от расстояния звезды до центра системы, усредним эту величину по объему системы, для чего возьмем интеграл по  $r$  и разделим на объем системы. Окончательно получим для доли объема, где существенны иррегулярные силы:

$$\frac{2}{\sqrt{N}} \cdot \frac{m^{\frac{3}{2}}}{\bar{m}^{\frac{3}{2}}} \quad (15 - 6)$$

В Галактике звёзды в основном имеют не намного различающиеся массы, что показывает рассмотренная нами начальная функция масс. Число звёзд  $N$  в Галактике очень велико, а вторая дробь в (15-6) близка к единице. Поэтому доля объема, где важно учитывать действие иррегулярных сил, крайне мала. Это соотношение могло бы измениться, если бы гигантские молекулярные облака составляли заметную долю массы Галактики, но, как мы видели, это не так – полный вклад всей межзвёздной среды в массу диска не превосходит 5%.

Из статистической физики известно, что полностью охарактеризовать систему материальных тел можно с помощью функции фазовой плотности, которая определяется, как распределение вероятности найти точку в элементе фазового объема  $dx dy dz du dv dw$ . Звёздная система называется стационарной, если ее функция фазовой плотности не зависит явно от времени. Часто рассматривают звёздные системы в так называемом *квазистационарном состоянии*, когда изменение состояния происходит настолько медленно, что система успевает до следующего изменения приблизиться к стационарному состоянию, так что эволюция системы является плавным переходом от одного стационарного состояния к другому.

### **§15.2. Симметрия и интегралы движения звёздной системы**

Рассмотрим свойства функции фазовой плотности звёздной системы в рамках «бесстолкновительной» звёздной динамики. При этом звёзды рассматриваются как точечные тяготеющие массы. Определим функцию фазовой плотности как плотность распределения вероятности найти звезду в элементе шестимерного фазового пространства:

$$dN = \psi(\vec{r}, \vec{v}) d\vec{r} d\vec{v} = \psi(x, y, z, u, v, w) dx dy dz du dv dw. \quad (15 - 7)$$



Напомним, что интегрирование функции фазовой плотности по скоростям дает пространственное распределение звёзд в системе, а интегрирование по всем пространственным координатам приводит к плотности распределения скоростей точек системы. По своему физическому смыслу функция фазовой плотности везде положительна, а при стремлении любой из шести фазовых координат к бесконечности она должна достаточно быстро стремиться к нулю, так как интеграл от этой функции по всем переменным равен числу звёзд в системе и должен быть конечен.

Пусть  $\Phi(x,y,z,t)$  есть гравитационный потенциал системы. Движение материальной точки описывается уравнениями:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad \frac{dv}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad \frac{dw}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (15 - 8)$$

Рассмотрим группу звёзд в движущемся элементе фазового пространства. Неизменность числа звёзд в группе позволяет приравнять значения функции фазовой плотности в моменты  $t$  и  $t+dt$ , т.е.  $\psi(t) = \psi(t+dt)$ . Разложив правую часть этого равенства в ряд Тейлора и ограничиваясь первыми степенями приращений, получим линейное однородное дифференциальное уравнение в частных производных первого порядка, которому должна удовлетворять функция фазовой плотности:

$$u \frac{\partial \psi}{\partial x} + v \frac{\partial \psi}{\partial y} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial u} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial v} \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial w} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0. \quad (15 - 9)$$

При выводе этого уравнения производные от скоростей по пространственным координатам заменены на частные производные от потенциала в силу уравнений движения (15-8). Уравнение (15-9) является фундаментальным уравнением бесстолкновительной звёздной динамики и, по сути, представляет собой уравнение неразрывности для функции фазовой плотности, являясь аналогом уравнения Больцмана для газа невзаимодействующих частиц. В случае заметной роли взаимодействия между звездами, вместо нуля в правой части (15-9) появляется так называемый столкновительный член, резко усложняющий анализ уравнения.

Решением уравнения в частных производных является произвольная функция от независимых интегралов соответствующей системы обыкновенных дифференциальных уравнений Лагранжа:

$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w} = \frac{du}{\frac{\partial \Phi}{\partial x}} = \frac{dv}{\frac{\partial \Phi}{\partial y}} = \frac{dw}{\frac{\partial \Phi}{\partial z}} = \frac{dt}{1}. \quad (15 - 10)$$

Если мы располагаем выражением для гравитационного потенциала, то в принципе можем найти шесть интегралов системы (15-10) и записать выражение для функции фазовой плотности. При этом следует помнить, что вместо потенциала мы можем использовать распределение плотности массы в Галактике, так как она связана с гравитационным потенциалом уравнением Пуассона.

Задача несколько упрощается, если звёздная система обладает симметрией. Известная теорема теоретической механики, доказанная в начале XX-го века Э. Нетер, в упрощенной формулировке гласит, что каждому непрерывно зависящему от одного параметра преобразованию, не меняющему функционал действия, соответствует закон сохранения – некий интеграл уравнений движения. Такими преобразованиями являются преобразования симметрии. При этом отметим, что Джинс в 1915 году доказал теорему, которая гласит, что для хорошо перемешанного звёздного населения функция фазовой плотности может быть записана только как функция интегралов движения:  $\Psi = \Psi(I_1, \dots, I_6)$ . Нас обычно интересует вид функции  $\Psi$  в зависимости от пространственных координат и компонентов пространственной скорости, так что необходимо подставить в выражение для  $\Psi$  явный вид интегралов движения. Конкретный вид функции фазовой плотности можно найти только из наблюдений, при этом некоторую информацию о свойствах функции  $\Psi$  можно получить из самых общих соображений о симметрии рассматриваемой звёздной системы. Рассмотрим несколько примеров.

1) Пусть потенциал и функция фазовой плотности не зависят явно от времени, т.е.  $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$ , и система стационарна. Перепишем три пары уравнений из (15-10) в виде:

$$u du = \frac{\partial \Phi}{\partial x} dx, \quad v dv = \frac{\partial \Phi}{\partial y} dy, \quad w dw = \frac{\partial \Phi}{\partial z} dz. \quad (15 - 11)$$

Сложим эти выражения и получим:

$$\frac{1}{2} d(u^2 + v^2 + w^2) = \frac{\partial \Phi}{\partial x} dx + \frac{\partial \Phi}{\partial y} dy + \frac{\partial \Phi}{\partial z} dz. \quad (15 - 12)$$

Слева и справа в (15-12) стоят полные дифференциалы, что позволяет легко проинтегрировать эти выражения и записать:

$$V^2 = 2\Phi + const. \quad (15 - 13)$$

Если перенести потенциал в левую часть, мы получим всем известную запись выражения для интеграла энергии:  $I_1 = V^2 - 2\Phi$ . Если бы больше не нашлось интегралов системы (15-10), функция фазовой плотности описывалась бы выражением  $\psi = \psi(V^2 - 2\Phi)$ , а распределение скоростей получилось бы сферически симметричным. Из обсуждавшихся в предыдущих лекциях наблюдательных данных ясно, что этот случай в Галактике не выполняется.

Отметим, что если скорость звезды такова, что  $V^2 - 2\Phi > 0$ , то  $V > \sqrt{2\Phi}$  и звезда покинет систему. Условие  $V = \sqrt{2\Phi}$  определяет *критическую скорость* или *скорость отрыва* в звёздной системе. Вспомним, что грубую оценку критической скорости из наблюдений мы получили, рассматривая движения звёзд и не находя звёзд с очень большими скоростями. Так из наблюдений можно оценить значение потенциала тяготения для окрестностей Солнца в предположении, что самая большая наблюдаемая скорость близка к скорости отрыва.

2) Если потенциал имеет сферическую симметрию, то кроме  $I_1$  получим еще три независимых интеграла площадей (интегралы сохранения вращательных моментов относительно трех осей):

$$\begin{aligned}
I_2 &= xv - yu = \text{const}, \\
I_3 &= yw - zv = \text{const}, \\
I_4 &= zu - xw = \text{const}.
\end{aligned}
\tag{15 - 14}$$

Частное решение для функции фазовой плотности будет произвольной функцией четырех интегралов:  $\psi = \psi(I_1, I_2, I_3, I_4)$ . При этом чтобы имела место сферическая симметрия, функция фазовой плотности может зависеть только от радиус-вектора  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , а не от координат  $x, y, z$  непосредственно.

Чтобы выполнить это условие перейдем к полному угловому моменту, переразложив полную скорость по компонентам сферических координат

$$V^2 = V_r^2 + V_\theta^2 + V_\phi^2:$$

$$\begin{aligned}
I_2^2 + I_3^2 + I_4^2 &= (x^2 + y^2 + z^2)(u^2 + v^2 + w^2) - (xu + yv + zw)^2 = r^2 V^2 - r^2 \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = \\
&= r^2 (V^2 - V_r^2).
\end{aligned}
\tag{15 - 15}$$

Отсюда  $I_2^2 + I_3^2 + I_4^2 = r^2 (V_\theta^2 + V_\phi^2)$ . Функция фазовой плотности в этом случае есть  $\psi = \psi[V^2 - 2\Phi, r^2 (V_\theta^2 + V_\phi^2)]$ . Здесь мы имеем эллипсоид скоростей с одинаковыми осями по угловым переменным, но сжатый или растянутый в радиальном направлении.

3) Рассмотрим случай цилиндрической симметрии, что, как показывают наблюдательные данные, с хорошей степенью приближения выполняется в нашей Галактике. В этом случае кроме интеграла энергии можно найти только один интеграл площадей:

$$I_2 = xv - yu = \text{const}. \tag{15 - 16}$$

В цилиндрической галактоцентрической системе координат  $I_2 = RV_\theta$ . Новым частным решением основного уравнения будет, следовательно,  $\psi = \psi(V^2 - 2\Phi, RV_\theta)$ . Здесь компоненты скорости по  $r$  и  $z$  входят в выражение для фазовой плотности симметрично, так что эллипсоид скоростей имеет две

равные оси (эллипсоид вращения), и только сжат или растянут в направлении галактического вращения.

Ни в одном из перечисленных случаев нельзя получить полный набор интегралов. Отметим, что мы получили для осесимметричной Галактики интегралы, управляющие движениями по осям, лежащим в плоскости Галактики, и должен существовать интеграл, управляющий движением по оси  $z$ . Ясно также, что общего решения нельзя получить без знания точного выражения для гравитационного потенциала Галактики.

### ***§15.3 Стационарная Галактика***

Основное уравнение (15–9) можно использовать двумя способами. Можно либо задать из каких-либо соображений, опирающихся на наблюдательные данные, явное выражение потенциала Галактики и искать решение для функции фазовой плотности, либо задать функцию фазовой плотности и искать выражение для потенциала, а затем для распределения масс в системе с помощью уравнения Пуассона.

Оорт в 20-х годах XX-го века провел исследование, используя второй подход, где кроме предположений о стационарности и цилиндрической симметрии Галактики он предположил, что хорошим приближением функции фазовой плотности является распределение Шварцшильда, которое, напомним, в цилиндрической системе координат может быть записано в виде:

$$\psi = \psi_0 \cdot \exp[-h^2 v_R^2 - k^2 (v_\theta - v_{\theta_0}) - l^2 v_z^2], \quad (15 - 17)$$

где  $v_{\theta_0}$  - скорость вращения центра рассматриваемой подсистемы вокруг оси симметрии Галактики. Подстановка (15-17) в уравнение (15-9), записанного в цилиндрических координатах, и приравнивание коэффициентов при разных степенях скоростей к нулю приводит к следующим соотношениям для обратных дисперсий скоростей:

$$h^2 = l^2 = c_1, \quad k^2 = c_1 + c_2 R^2, \quad (15 - 18)$$

Мы видим, что при сделанных предположениях дисперсии скоростей вдоль радиуса Галактики и перпендикулярно ее плоскости должны быть равны, а дисперсия скоростей в направлении галактического вращения должна зависеть от расстояния от оси вращения Галактики. Кроме того, имеется соотношение для круговой скорости:

$$v_{\theta_0} = \frac{c_3 R}{c_1 + c_2 R^2}. \quad (15 - 19)$$

Постоянные  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$  могут быть определены на основе наблюдательных данных, например – из наблюдаемых дисперсий скоростей и постоянных Оорта для окрестностей Солнца.

Из предыдущей лекции мы знаем, что наблюдаемый в Галактике эллипсоид скоростей не удовлетворяет соотношениям (15-18), а кривая вращения также не похожа на функцию (15-19). Тем не менее, полученные результаты можно считать первым приближением, прокладывающим путь для дальнейших исследований.

Паренаго, используя приведенные выше соотношения, получил явную форму для гравитационного потенциала в плоскости Галактики в виде:

$$\Phi = \frac{\Phi_c}{1 + \kappa R^2} + C. \quad (15 - 20)$$

При этом было положено, что на бесконечном значении радиуса потенциал должен быть равен нулю, так что постоянное слагаемое  $C$  также равно нулю. При  $R = 0$  имеем  $\Phi = \Phi_c$ , так что  $\Phi_c$  представляет потенциал в центре Галактики. Входящие в выражение (15-20) параметры можно найти так, чтобы кривая вращения (15-19) наилучшим образом представляла наблюдательные данные в окрестностях Солнца, причем для оценивания обоих параметров выражения (15-20) достаточно знания двух постоянных Оорта  $A$  и  $B$ .

Потенциал в форме (15-20), называемый потенциалом Паренаго, можно распространить на всю Галактику, умножив, например, выражение (15-20) на какую-либо убывающую функцию  $z$ , например  $|z|$  или  $\exp(-z^2)$ . Последняя

функция предпочтительнее, так как функция  $|z|$  не имеет производной при  $z = 0$ , так что вблизи плоскости Галактики появляется трудность в вычислении плотности вещества. Простота выражения (15-20) позволила использовать его для массовых вычислений элементов галактических орбит звёзд и звёздных скоплений.

Во второй половине XX-го века было предложено множество выражений разной сложности для гравитационного потенциала Галактики. Приведем одно из них – так называемый потенциал Линден-Белла:

$$\Phi = \frac{GM}{b + \sqrt{R^2 + b^2}} \quad (15 - 21)$$

с кривой вращения

$$V_{кр} = \sqrt{-R \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_{z=0}} = \frac{(GM)^{\frac{1}{2}} R}{[b + \sqrt{R^2 + b^2}] (R^2 + b^2)^{\frac{1}{4}}}. \quad (15 - 22)$$

Здесь  $G$  - постоянная тяготения,  $M$  – масса Галактики, и для определения двух параметров, входящих в выражение для потенциала и кривой вращения, также достаточно знать постоянные Оорта для окрестностей Солнца. Более общие выражения для потенциала Галактики получили сотрудники СПбГУ Кутузов и Осипков.

Из выражений (15-19) и (15-22) хорошо видно, что они не могут представить кривую с двумя максимумами, что характерно для наблюдаемой кривой линейных скоростей вращения нашей Галактики. Кроме того, эти кривые не способны воспроизвести реальную кривую вращения на больших расстояниях от оси вращения Галактики – они слишком быстро стремятся к нулю, быстрее, чем кеплеровская. Последнее является недостатком, так как на очень большом расстоянии от центра Галактики кривая вращения должна приближаться к кеплеровской – кривой вращения под действием тяготения точечной массы.

Как мы уже видели, условия стационарности и шварцшильдовского распределения скоростей приводят к следствиям, противоречащим

наблюдательным данным. Так, эллипсоид скоростей по данным наблюдений оказывается трехосным, а кривая вращения выглядит на самом деле гораздо сложнее, чем дают простые модели. Но линейность основного уравнения (15-9) относительно функции фазовой плотности и линейность уравнения Пуассона относительно потенциала и плотности вещества позволяют искать потенциал в виде суммы вкладов от разных подсистем Галактики, что дает возможность со сколь угодно большой точностью приблизить наблюдательные данные, в частности – наблюдаемую кривую вращения Галактики.

#### ***§15.4 Составные модели Галактики***

Мы знаем из материалов предыдущих лекций, что Галактика имеет сложную структуру, и состоит из подсистем с различными пространственно-кинематическими свойствами. При обсуждении структуры Галактики возникают следующие вопросы: (1) сколько подсистем необходимо выделить в Галактике, (2) каковы их геометрические характеристики – форма и характерные размеры, (3) какова доля массы Галактики, заключенная в этих подсистемах. Следующим шагом можно считать выявление распределения массы в подсистемах и дисперсий скоростей звёзд в них, в частности, зависимость дисперсий скоростей от галактических координат.

Ответить на эти вопросы можно с помощью построения модели Галактики, задавая некоторые характеристики подсистем и исследуя, как эти характеристики согласуются с наблюдательными данными. В качестве наблюдательных данных используется кривая вращения Галактики, величины дисперсий скоростей в подсистемах, величина плотности вещества в окрестностях Солнца, распределение звёзд по z-координате, расстояние Солнца от центра Галактики и результаты звёздных подсчётов. К наблюдательным данным можно отнести и характеристики подсистем других галактик, в



частности изменение звёздной плотности с расстоянием от центра галактики для разных подсистем других галактик.

Наиболее точное представление наблюдательных данных удается с помощью многокомпонентных моделей Галактики, где отдельные компоненты, такие как балдж, диск и гало приближаются сжатыми сфероидами с определенным законом изменения плотности вещества в них. Наиболее известной такой моделью является *модель Шмидта*, созданная в середине 60-х годов XX-го века и хорошо приближавшая известную в то время кривую вращения, и состоящая из нескольких сжатых сфероидов. Модель создавалась следующим образом. Сила тяготения вне сжатого неоднородного сфероида задается выражением:

$$K_r(R) = -\frac{\partial\Phi}{\partial R} = -4\pi G\sqrt{1-e^2} \frac{1}{R} \int_0^R \frac{\rho(a)a^2 da}{\sqrt{R^2 - e^2 a^2}}, \quad (15 - 23)$$

где  $e$  есть сжатие сфероида,  $a$  - расстояние вдоль его большой полуоси. При этом одни сфероиды выбираются для точного воспроизведения плотности разных типов галактических объектов, другие добавляются для приближения наблюдаемой кривой вращения.

Обычным в настоящее время набором подсистем можно считать ядро, балдж, гало, диск (который можно отождествить с толстым диском), плоская составляющая (тонкий диск), и корона. Корона вводится для того, чтобы обеспечить скрытую массу, необходимую для получения наблюдаемой неубывающей кривой линейных скоростей вращения до расстояний, больших размеров видимого диска Галактики. Распределение плотности вещества в гало обычно считают сферически симметричным и задают в виде степенной зависимости. Также в виде степенной зависимости задают плотность в балдже, для которого, как и для гало, можно использовать так называемый закон Вокулера, установленный по измерениям поверхностных яркостей галактик. Радиальный ход плотности массы в гало можно задать степенной зависимостью также согласно наблюдениям других галактик. Распределение массы в диске

обычно задают в виде экспоненциальной зависимости от расстояния до оси вращения. Такое выражение, например, может выглядеть следующим образом:

$$\rho(r, z) = \rho_c \cdot \exp\left(-\frac{R - R_c}{R_s}\right) \cdot \operatorname{sch}^2\left(\frac{z}{H}\right). \quad (15 - 24)$$

где  $\operatorname{sch}$  есть гиперболический секанс.

Параметры, отвечающие за поведение потенциала над плоскостью Галактики (по  $z$ -координате) оцениваются по получаемому из звёздных подсчётов ходу плотности вещества в  $z$ -направлении и по вычислениям хода силы тяготения в  $z$ -направлении, получаемому из анализа остаточных скоростей звёзд в этом направлении.

Разными группами исследователей было создано много составных моделей. Одна из них разработана в 1979 году в Тарту группой под руководством Эйнасто. Параметры модели приведены в таблице 15-1.

Таблица 15-1

Подсистема	$a_0$ , кпк	$M$ ( $10^{10} M_S$ )	$\varepsilon$
Ядро	0.005	0.009	0.6
Балдж	0.2	0.45	0.6
Гало	2	1.2	0.3
Диск I	4.6	7.7	0.1
Диск II	1.0	-0.4	0.45
Плоская I	6.4	1.0	0.02
Плоская II	5.1	-0.6	0.025
Корона	75	110	1

Здесь  $a_0$  есть размер сфероида в плоскости Галактики,  $M$  – масса в солнечных массах,  $\varepsilon = b_0/a_0$  – сплюснутость сфероида. Параметры подсистем находятся путем подбора так, чтобы воспроизвести наблюдаемую кривую вращения и систему галактических постоянных. Для ядра параметры взяты по аналогии с ядром туманности Андромеды. Радиус и масса балджа определены по первому

максимуму кривой вращения. Радиус гало определен на основании данных о пространственном распределении шаровых скоплений, а масса – по данным о плотности и градиенте плотности звёзд населения II-го типа в окрестностях Солнца. При определении параметров диска в этой модели не удастся воспроизвести форму кривой вращения в области минимума, если использовать экспоненциальное убывание плотности от центра Галактики. Поэтому приходится вводить компоненты отрицательной массы, отмеченные в табл.15-1 римской цифрой II. Масса короны найдена в предположении, что ближайшие карликовые галактики – спутники нашей звёздной системы – удерживаются гравитационным полем Галактики. Последняя оценка полной массы Галактики из этих соображений привела к значению  $(1.8 - 2.5) \cdot 10^{12} \cdot M_{\odot}$  по результатам работы японских астрономов Сакамото, Чива и Бирса в 2003г. По величине дисперсии скоростей этих карликовых галактик с помощью теоремы вириала вычисляется масса короны, а ее размеры оцениваются как размеры системы этих галактик. Огромная масса короны требуется не только для удержания довольно быстро движущихся спутников Галактики и объяснения плоской кривой вращения. Такая масса требуется для стабилизации диска Галактики от неустойчивости и быстрого разрушения. Численные эксперименты по решению задачи  $N$  тел (при  $N$  порядка и более 10000) показали, что в звёздном диске с наблюдаемой дисперсией скоростей быстро появляется растущее возмущение плотности, напоминающее бар пересеченных спиральных галактик. В конце концов весь диск собирается в такой бар. Но эта неустойчивость подавляется, если ввести корону, обладающую, при низкой плотности, большой массой.

Важнейшим вопросом является: из чего состоит корона? Этот вопрос не решен до настоящего времени, и в качестве кандидатов рассматриваются слабые звёзды гипотетического населения III и их остатки, коричневые карлики, а также различные экзотические объекты и частицы. Недавние наблюдения с космического телескопа имени Хаббла показывают, что заметную долю недостающей массы могут составлять старые белые карлики.

В настоящее время осуществлены обширные программы наблюдения микролинзирования для поиска объектов, составляющих корону Галактики. В частности, это программы MACHO (Massive Compact Halo Objects - массивные компактные объекты гало) и OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment). В рамках программы MACHO проводилось слежение за 12 миллионами звёзд в направлениях Большого Магелланова облака и балджа Галактики в поисках событий микролинзирования. Сейчас уже известно, что в большинстве случаев масса линзирующих объектов находится в интервале от 0.15 до 0.9 солнечных масс, так что это объекты звёздных масс. Всего таких объектов в гало должно быть  $2 \cdot 10^{11}$ , причем от 20% до 100% темной материи гало и короны может состоять из холодных белых карликов. В окрестностях Солнца в настоящее время известны 46 белых карликов с остаточными скоростями более 250 км/с, которые можно считать белыми карликами гало Галактики.

Отметим, что свободных параметров, значения которых подбираются в процессе создания модели, более чем достаточно для точной подгонки всего набора наблюдательных данных. По мере увеличения точности данных модели также будут уточняться и развиваться.

### ***§15.5. Интегральные уравнения звёздной статистики***

Как упоминалось выше, для проверки точности моделей Галактики можно использовать звёздные подсчёты. В последние десятилетия звёздные подсчёты возродились вновь в связи с появлением мощных телескопов с автоматизированной обработкой результатов наблюдений. Использовать звёздные подсчёты для проверки моделей Галактики можно с помощью так называемых *интегральных уравнений звёздной статистики*, окончательный вид которых получил в начале XX-го века Шварцшильд.

Пусть мы наблюдаем область неба в телесном угле  $\omega$ . Объем пространства с расстояниями от наблюдателя от  $r$  до  $r+dr$  будет равен  $\omega r^2 dr$ , а число звёзд с видимыми величинами  $m$  тогда будет равно

$$\omega D(r)\varphi(M)r^2 dr, \quad (15 - 25)$$

где  $M$  - абсолютная звёздная величина, определяемая через  $m$  и  $r$  с учетом поглощения света,  $D(r)$  - звёздная плотность в данном направлении,  $\varphi(M)$  - функция светимости. Проинтегрируем выражение (15-25) по расстояниям  $r$  от нуля до бесконечности, что приводит к выражению:

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} D(r)\varphi(M)r^2 dr. \quad (15 - 26)$$

Это уравнение называется первым уравнением Шварцшильда, оно связывает звёздную плотность и функцию светимости с наблюдаемой функцией блеска. Еще одно уравнение можно получить, если известно распределение расстояний до звёзд или распределение тригонометрических параллаксов  $\pi = 1/r$ . Умножая параллакс каждой звезды  $m$ -ой видимой звёздной величины на число звёзд в элементе объема (15-25) и интегрируя по всем расстояниям, получаем:

$$\pi(m)A(m) = \omega \int_0^{\infty} D(r)\varphi(M)rdr. \quad (15 - 27)$$

В течение первой половины XX-го века делались неоднократные попытки использовать уравнения (15-26) и (15-27) для изучения звёздной плотности по известным функциям блеска в разных направлениях. Однако результаты таких исследований оказались неудовлетворительными. Причин этому две. Во-первых, даже в настоящее время плохо известно распределение поглощающей материи в Галактике, что приводит к большим ошибкам решений уравнений звёздной статистики. Во-вторых, задача решения этих уравнений оказалась неустойчивой в том смысле, что небольшие ошибки в наблюдаемой функции блеска приводят к большим ошибкам в решениях - получаемых функции звёздной плотности и функции светимости.

В настоящее время интегральные уравнения звёздной статистики используются для решения обратной задачи - по звёздной плотности из данной модели Галактики с помощью известной функции светимости получают расчётную функцию блеска, которая сравнивается с наблюдаемой в данном направлении. При этом для сравнения выбираются области, где поглощение света заведомо мало, в частности направление на галактические полюсы и окна прозрачности. Пример такого сравнения приведен на рис. 15-1. Здесь результаты звёздных подсчётов (функция блеска) в направлении галактического полюса (точки) сравниваются с предсказанной функцией блеска, полученной на основе многокомпонентной модели Галактики Бакала и Сонейры (сплошные линии). Рисунок показывает отличное согласие результатов моделирования и наблюдательных данных, по крайней мере, до видимой звёздной величины  $V \approx 20^m$ .

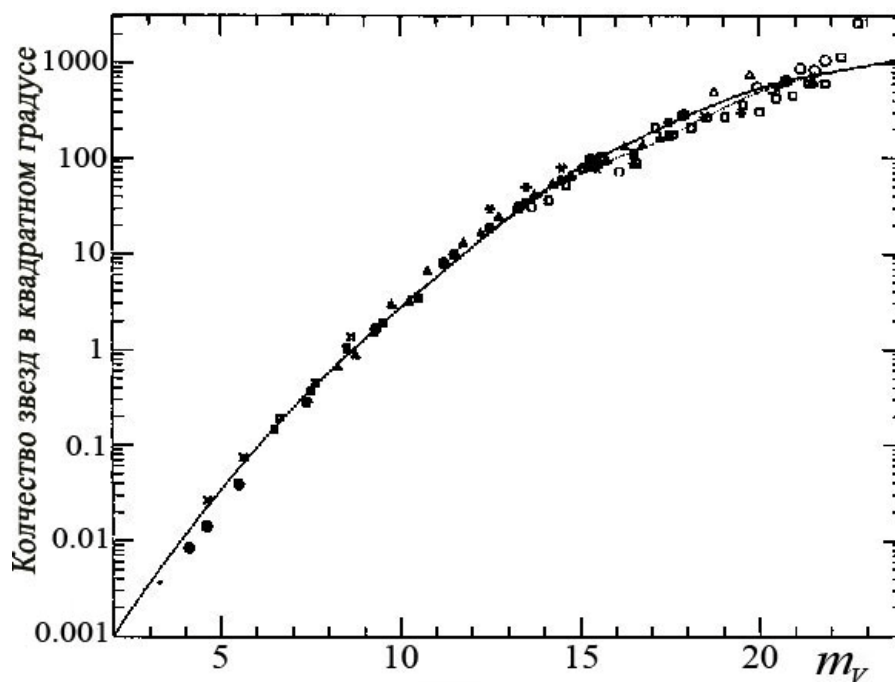


Рис.15-1

## Лекция 16. Орбиты звёзд в Галактике

### §16.1 Эпициклическое приближение

Изучение движений звёзд удобно проводить, используя аппарат исследования галактических орбит, так как орбиты связывают наблюдаемые движения звёзд со свойствами гравитационного потенциала Галактики. При этом результаты исследований выражаются в более наглядной форме, чем, например, при использовании дисперсий скоростей. Изучение галактических орбит используется при исследовании устойчивости звёздных группировок, например движущихся эггеновских групп. Понятно, что галактические орбиты всех объектов ограничены в пространстве, иначе Галактика слилась бы с фоном. Так как даже галактический диск имеет ненулевую толщину, орбиты трехмерны и в общем случае незамкнуты.

Ранее мы уже сделали вывод, что орбиты звезды диска должны быть близки к круговым, поскольку их остаточные скорости существенно меньше скорости вращения Галактики. В этом случае мы можем линеаризовать уравнения движения и получить интегрируемую систему дифференциальных уравнений. Уравнения движения звезды в цилиндрической системе координат, подходящей для нашей осесимметричной Галактики, имеют вид:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 R}{dt^2} &= R \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \\ \frac{d}{dt} \left( R^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}, \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{\partial \Phi}{\partial z}.\end{aligned}\tag{16-1}$$

В этих выражениях  $\Phi = \Phi(R, \theta, z)$  есть гравитационный потенциал Галактики. Задав значения пространственных координат и компоненты скорости звезды в некоторый начальный момент времени, можно вычислить положение объекта в любой последующий момент, решив систему (16-1).

Пусть гравитационный потенциал Галактики имеет цилиндрическую симметрию:  $\Phi = \Phi(R, z)$ . Тогда второе уравнение (16-1) интегрируется и дает так называемый интеграл площадей:

$$R^2 \frac{d\theta}{dt} = h. \quad (16 - 2)$$

Уравнения (16-1) – (16-2) решаются аналитически только в отдельных, мало интересных частных случаях, например, для кеплеровских орбит, когда вся масса, создающая поле тяготения, сосредоточена в точке. Однако даже для таких простых форм потенциала, как потенциал Паренаго, аналитических решений не существует. Поэтому для исследования свойств галактических орбит приходится искать упрощающие предположения.

Движение по орбите, близкой к круговой, можно представить как сумму двух движений: движения по круговой орбите и небольшие отклонения от этого движения. Запишем пространственные координаты звезды в виде координат точки, движущейся по круговой орбите и малых поправок:

$$\begin{aligned} R &= R_0 + \delta R, \\ \theta &= \theta_0 + \delta\theta = \omega_0(t - t_0) + \delta\theta, \\ z &= \delta z. \end{aligned} \quad (16 - 4)$$

Здесь  $R_0 = const$  - радиус некоторой круговой орбиты, соответствующей заданной кинетической энергии звезды, и целиком лежащей в плоскости Галактики, а  $\theta_0$  - азимутальный галактоцентрический угол, соответствующий движению по этой орбите. Назовем, для краткости, рассматриваемую орбиту варьированной. Определим  $R_0$  так, чтобы постоянная площадей  $h$  для соответствующей круговой орбиты равнялась значению этой постоянной для рассматриваемой варьированной орбиты. Перепишем уравнения (16-1) с помощью интеграла площадей в виде:



$$\begin{aligned}\frac{d^2 R}{dt^2} &= \frac{h^2}{R^3} + \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \\ R^2 \frac{d\theta}{dt} &= h, \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{\partial \Phi}{\partial z}.\end{aligned}\tag{16-5}$$

Определим частоту вращения Галактики на расстоянии  $R_0$  от оси ее вращения из интеграла площадей как  $\omega_0 = h / R_0^2$ . В этом случае из первого уравнения системы (16-1) можно получить:

$$h^2 = -R_0^3 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_0,\tag{16-6}$$

где нулевой индекс означает взятие производной в точке  $R_0$ . Разлагая с использованием этого выражения потенциал  $\Phi = \Phi(R, z)$  в ряд по степеням малых величин  $(R - R_0)$  и  $z$  и оставляя в выражениях первые степени координат, получаем:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 R}{dt^2} &= \left[ 1 - \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-3} \right] \left( \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_0 + \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} \right)_0 (R - R_0), \\ \frac{d\theta}{dt} &= \omega_0 \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-2}, \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)_0 z.\end{aligned}\tag{16-7}$$

Теперь подставим в эту систему выражения (16-4), пренебрегая вторыми и более высокими степенями вариаций переменных. Получим систему:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 \delta R}{dt^2} &= \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{3}{R} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_0 \delta R, \\ \frac{d\delta\theta}{dt} &= -2 \frac{\omega_0}{R_0} \delta R, \\ \frac{d^2 \delta z}{dt^2} &= \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)_0 \delta z.\end{aligned}\tag{16-8}$$

Легко увидеть, что выражения в скобках первого и третьего уравнений отрицательны. Поэтому можно ввести обозначения:

$$\left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{3}{R} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)_0 = -\kappa_1^2, \quad (16-9)$$

$$\left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)_0 = -\kappa_2^2. \quad (16-10)$$

Теперь хорошо видно, что первое и третье уравнения представляют собой уравнения малых колебаний и легко интегрируются. Получаем:

$$\begin{aligned} \delta R &= a \sin \kappa_1 (t - t_1), \\ \delta z &= b \sin \kappa_2 (t - t_2). \end{aligned} \quad (16-11)$$

Здесь  $a, b, t_1, t_2$  – постоянные интегрирования. Подставляя первое из выражений (16-11) во второе уравнение (16-8) получаем:

$$\delta \theta = 2 \frac{\omega_0}{\kappa_1 R_0} a \cos \kappa_1 (t - t_1). \quad (16-12)$$

Таким образом, в плоскости Галактики точка, движущаяся по почти круговой орбите, описывает эллипс относительно точки, движущейся по соответствующей круговой орбите. По координате  $z$  точка при этом совершает гармонические колебания. Так как частоты колебаний в плоскости Галактики и  $z$ -направлении не совпадают, орбита получается не замкнутой и не лежит в плоскости, и при движении объекта орбита заполняет симметричную относительно плоскости Галактики трехмерную торообразную фигуру вращения.

Исключая время из первого выражения (16-11) и выражения (16-12), получаем уравнение эллипса:

$$\frac{(\delta R)^2}{a^2} + \frac{(\delta \theta)^2}{4 \frac{\omega_0^2}{\kappa_1^2} a^2} = 1. \quad (16-13)$$

Движение по эллипсу в рассмотренном приближении напоминает движение по эпициклу, поэтому это приближение называется *эпициклическим приближением*, а величину  $\kappa_1$  называют *эпициклической частотой*. Величину  $a$  при этом можно назвать *эпициклической амплитудой*. Легко показать,

используя выражение (16-9), что эпициклическая частота может быть оценена через постоянные Оорта:

$$\kappa_1^2 = 4B(B - A). \quad (16 - 14)$$

Для принятых нами в качестве стандартных значений  $A = 15$  км/с/кпк и  $B = -10$  км/с/кпк, получаем для эпициклической частоты величину 31.6 км/с/кпк. Это означает, что период эпициклических колебаний составляет около 80% от периода вращения Галактики на солнечном галактоцентрическом расстоянии.

Величину  $\kappa_2^2$  - квадрат частоты колебаний в направлении оси  $z$ , называют *динамическим параметром*, и обозначают  $C^2$ . В звёздной динамике выводится выражение, связывающее эту частоту с дисперсией скоростей в  $z$ -направлении и градиентом плотности вещества в плоскости Галактики:

$$\kappa_2^2 = -\sigma_z^2 \frac{\partial^2 \ln \rho}{\partial z^2}, \quad (16 - 15)$$

где  $\rho$  - плотность вещества - функция, зависящая от координат. Величины в правой части выражения (16-15) можно найти из наблюдений и оказывается, что в окрестностях Солнца период колебаний в  $z$ -направлении составляет около 45% от периода вращения диска Галактики. Для получения величины логарифмического градиента плотности, входящей в выражение (16-15), достаточно взять звёзды одного типа, например красные гиганты, и провести звёздные подсчёты.

Рассмотрим, наконец, как получаются динамические оценки плотности вещества Галактики в окрестностях Солнца. Запишем уравнение Пуассона в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -4\pi G \rho. \quad (16 - 16)$$

Можно показать, что первые два слагаемых выражаются через постоянные Оорта:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial R} = 2(A^2 - B^2). \quad (16 - 17)$$

Третье слагаемое в левой части (16-16) есть определенный нами выше динамический параметр. В результате для определения плотности вещества в окрестностях Солнца получаем:

$$4\pi G\rho = C^2 - 2(A^2 - B^2). \quad (16 - 18)$$

Именно это выражение использовалось для получения приведенного ранее значения плотности вещества в окрестностях Солнца. В привычных единицах принятые нами значения постоянных Оорта и величина  $C = 70$  км/с/кпк приводит к значению  $\rho \approx 6 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>.

### **§16.2 Орбиты в реальных потенциалах**

Численное решение уравнений движения (16-1) и (16-2) позволяет проанализировать свойства галактических орбит в реалистичных моделях Галактики, таких, как составные модели, рассмотренные в предыдущей лекции. При этом использование сложных моделей потенциала Галактики не дает возможности аналитического решения уравнений движения, и орбиты звёзд приходится получать только путем их численного решения. Однако для многих задач необходимо получение параметров орбит звёзд и скоплений именно в реалистичных моделях. В качестве примера можно указать задачу о получении мест рождения звёздных скоплений, когда орбиты рассчитываются назад по времени на величину возраста скопления. С помощью анализа орбит исследуется возможность длительного существования движущихся групп звёзд.

Заметим, что известные интегралы движения – интегралы энергии и площадей - ограничивают движение звезды, налагая связи на значения координат и скоростей. Это приводит к движению звезды не во всем пространстве, а в определенной области пространства – торообразной фигуре вращения, симметричной относительно плоскости Галактики. Часто эти интегралы движения называют *изолирующими*.

Широкий анализ свойств галактических орбит на основе численных решений уравнений движения для потенциала Шмидта провел в 60-е годы XX-го века Оллонгрэн. Задавая самые различные значения скоростей звёзд в начальный момент времени, что соответствует заданию разных значений интегралов движения, он изучил свойства галактических орбит, в частности провел качественную классификацию форм орбит. При этом оказалось удобным рассматривать движение точек, изображающих звёзды, в сопутствующей меридиональной плоскости, т.е. в плоскости, проходящей через ось вращения Галактики, и вращающейся вокруг этой оси симметрии вместе с рассматриваемой точкой. В этом случае мы фактически рассматриваем движение точки в плоскости  $(R, z)$ . Главным выводом проведенного анализа оказалось, что для большинства звёзд, проходящих через окрестности Солнца, орбита не заполняет всю область, разрешенную для движения звезды интегралами энергии и площадей, как будто существует еще один изолирующий интеграл. Область, заполняемая орбитой в сопутствующей звезде меридиональной плоскости, похожа на «ящик», поэтому подобные орбиты называют ящичными. (Следует заметить, что очень небольшое количество из находящихся в настоящее время вблизи Солнца звёзд в своем орбитальном движении пролетают очень близко к центральной области Галактики, поэтому их орбиты имеют стохастический характер, в итоге звёзды могут попасть в любую точку фазового пространства.) Итак, расчёты орбит показывают, что практически для всех орбит имеется третий изолирующий интеграл, и теоретики предложили несколько форм записи такого интеграла. Так, существуют формы третьего интеграла Кузмина, Контопулоса, Линден-Белла. При этом существование третьего интеграла налагает, как мы видели в предыдущей лекции, определенные ограничения на функцию фазовой плотности, а значит и на потенциал Галактики. Отметим, что существование третьего интеграла необходимо и для объяснения трехосности эллипсоида остаточных скоростей звёзд в Галактике.

Однако, как показали расчёты галактических орбит, ситуация с третьим интегралом в случае потенциала Шмидта и подобных ему оказалось очень сложной. Так, были найдены значения первых двух изолирующих интегралов, при которых орбита полностью заполняет область, допускаемую для движения этими интегралами, т.е. при определенных значениях энергии и углового момента третий интеграл не является изолирующим и не влияет на орбиту, а значит, и на функцию фазовой плотности. Пример ящичной орбиты в сопутствующей меридиональной плоскости типичной звезды диска (Солнца) показан на рис. 16-1, где  $R$  – расстояние от центра галактики,  $R_p$  и  $R_a$  – перигалактический и апогалактический радиусы орбиты, а  $Z_{max}$  – максимальное удаление точек орбиты от плоскости Галактики (здесь современное солнечное галактоцентрическое расстояние принято равным 8.5 кпк).

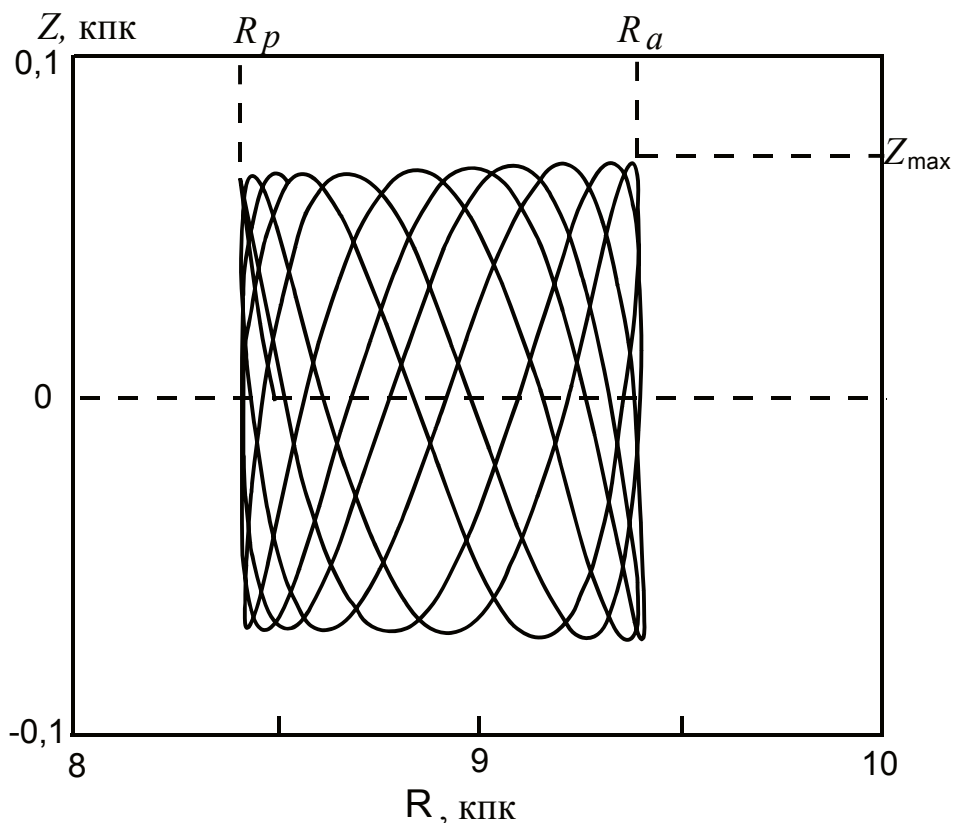


Рис. 16-1

Оллонгреном был открыт еще один класс орбит, названный им трубкообразными. (В этом случае орбиты проявляют тенденцию оставаться внутри «трубки» которая окружает орбиту, оказавшуюся периодической вследствие соизмеримости между движениями по  $z$  и по  $R$ .) Одновременно

стало ясно, что большинство орбит реальных звёзд в Галактике - ящичные, так что найденные формы третьего интеграла движения можно использовать в исследованиях звёздной кинематики для массового определения параметров галактических орбит звёзд. Двух первых интегралов здесь недостаточно, поскольку, как мы уже знаем, орбита почти никогда не заполняет область, выделяемую этими изолирующими интегралами.

По аналогии с кеплеровским движением, для того, чтобы охарактеризовать орбиту звезды в Галактике, вводят понятие эксцентриситета:

$$e = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\max} + R_{\min}}, \quad (16 - 19)$$

хотя, конечно, здесь эксцентриситет является приближенным понятием, так как движение звезды не происходит в одной плоскости. Второй характеристикой реальной орбиты служит обычно максимальная  $z$ -координата или угол, под которым виден ящик орбиты из центра Галактики.

Еще с одной интересной областью применения расчётов галактических орбит мы встретимся в лекции, посвященной эволюции Галактики.

## Лекция 17. Спиральная структура Галактики

### *§17.1 Наблюдательные данные о спиральной структуре*

Спиральная структура является самым ярким структурным элементом большей части наблюдаемых нами галактик. В оптическом диапазоне индикаторами спиральной структуры, в частности, являются: *HI*-области, полосы пыли, голубые сверхгиганты с некоторой примесью красных сверхгигантов, *OB*-звёзды, цефеиды, пульсары, молодые рассеянные звёздные скопления и звёздные ассоциации. К спиральным ветвям концентрируются гигантские молекулярные облака. Так, наблюдения показывают, что в нашей Галактике численность ГМО в рукаве Персея относится к численности ГМО в межрукавном пространстве как 28:1. Нейтральный водород, наблюдаемый на волне 21 см, также показывает заметное повышение плотности в области спиральных ветвей. Интерес к спиральной структуре вызывается не только тем, что это яркое красивое образование, характерное для большинства галактик, имеющих диск, но и явной концентрацией молодых объектов в спиральных ветвях, что связывает спиральную структуру с процессами звёздообразования.

Еще в 1957 году Цвикки отметил, что объекты разного возраста не одинаково очерчивают спиральные ветви. Согласно современным всеволновым наблюдениям, действительно, молодые объекты спиральной ветви расположены на ее переднем фронте, тогда как более старые оказываются заметно смещенными по галактоцентрическому углу.

Отдельные галактики показывают правильную спиральную структуру, состоящую обычно из двух спиральных ветвей, другие – разбросанные по диску отрезки спиральных ветвей. Корменди и Норман в 1979 г. специально исследовали вопрос: в каких случаях галактика имеет правильную, регулярную спиральную структуру? У выборки из 54 спиральных галактик с правильной структурой 25 галактик имеют центральный бар, 21 галактика вращается почти



твердотельно (имеют восходящие кривые вращения), 8 галактик имеют близкие спутники. Современные оценки показывают, что  $\approx 10\%$  спиральных галактик имеют упорядоченную (по-английски *Grand Design*) структуру - две ярко выраженные спиральные ветви, около 60% галактик имеют менее регулярную спиральную структуру, а оставшиеся 30% галактик, так называемые *флоккулентные*, не имеют регулярной спиральной структуры. В последних могут быть выделены только отдельные отрезки спиральных ветвей. В одной и той же галактике, как правило, сосуществуют элементы как упорядоченной, так и флоккулентной структуры.

Важнейшим является вопрос о направлении закручивания спиральных ветвей. Закручиваются ли спиральные ветви в сторону галактического вращения или в обратную сторону – раскручиваются? Трудность при этом возникает потому, что у галактик, видимых почти с ребра, у которых мы можем исследовать вращение, трудно выделить спиральную структуру, а у галактик, плоскости которых лежат почти в картинной плоскости, невозможно изучить вращение. Анализ небольшого числа галактик с удобным, промежуточным, наклоном показал, что в большинстве случаев ветви закручиваются (*отстающие спирали*), в некоторых случаях, как правило во взаимодействующих галактиках, возможно обратное (*лидирующие спирали*). Воронцов-Вельяминов (1964) отметил, что в некоторых галактиках наблюдаются так называемые  $\gamma$ -формы – сосуществование ветвей противоположной закрутки, которые, пересекаясь, образуют структуры, похожие на букву  $\gamma$ . Несмотря на некоторые сомнения, все же сейчас полагают, что спирали являются закручивающимися. Этот вывод сделан и для нашей Галактики, направление закрутки спирального узора здесь установлено по направлению среднего градиента возраста объектов – индикаторов спирального узора.

Хотя спиральные ветви очерчиваются в основном объектами молодого населения I, старые звёзды диска – яркие красные гиганты и многочисленные красные карлики - также показывают те же спиральные ветви, хотя контраст

яркости между рукавами и межрукавным пространством при этом заметно ниже. Последнее говорит о том, что спиральные волны реально существуют в галактическом диске, а факт этот установлен с помощью наблюдений в красном и ИК-диапазонах спектра. При этом в ближнем ИК-диапазоне регулярные спиральные ветви выглядят более гладкими и непрерывными, а фрагментарные рукава заметны слабее. На рис.17-1 показано изображение замечательной галактики M51 в видимой области спектра, а на рис.17-2 - в ближней инфракрасной области (полоса J инфракрасного расширения системы UBV Джонсона и Моргана). На рисунках ясно видно, что и в ИК-области спектра, где нет ярких водородных линий и излучают в основном красные гиганты и слабые красные звёзды главной последовательности, спиральные ветви видны хорошо, что свидетельствует об изменении звёздной плотности в диске этой галактики. Более того, звёзды показывают более правильные спиральные ветви, чем области HII.

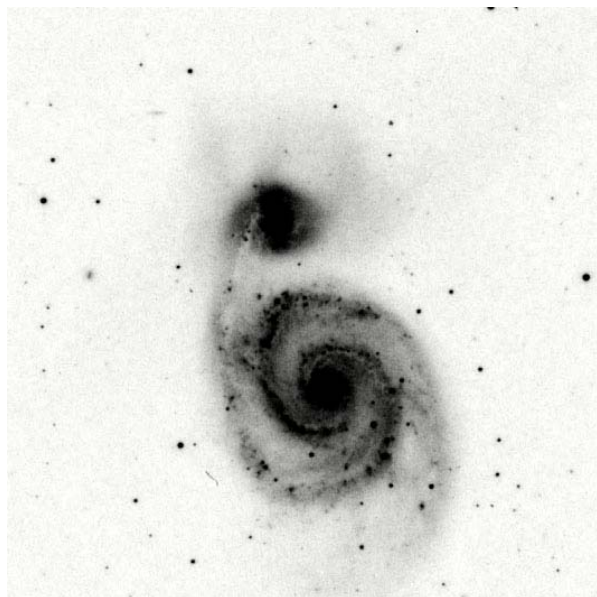


Рис.17-1

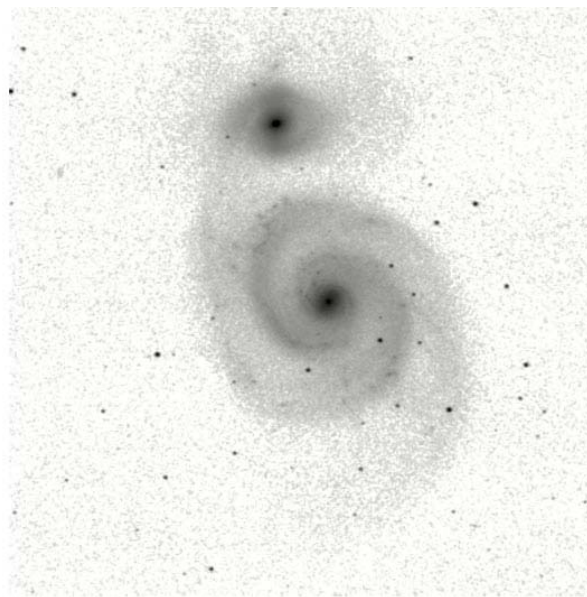


Рис.17-2

Важность понимания процессов, связанных с появлением и поддержанием спиральной структуры стимулировал теоретические исследования. Главной задачей теории спиральной структуры, опирающейся на наблюдательные данные, является объяснение двух моментов. Первый - почему многие галактики, содержащие диски как элемент своей структуры, имеют

отчетливо выраженный спиральный узор, охватывающий весь видимый в оптическом диапазоне диск? И второй - почему этот узор существует на протяжении многих оборотов галактики, несмотря на разрушающее действие дифференциального галактического вращения? Действительно, если бы спиральный узор существовал в течение короткого интервала времени, мы не наблюдали бы его в большом числе дисковых галактик. С другой стороны, дифференциальное вращение растягивает любое образование в диске, заставляя его исчезнуть за один - два оборота диска. Возможны два варианта объяснения: либо спирали непрерывно исчезают и возобновляются, либо же спиральный узор вращается твердотельно.

Уже давно замечено, что спиральные ветви хорошо описываются выражением для логарифмической спирали, которое в полярной системе координат имеет вид:

$$R(\theta) = a^{(\theta - \theta_0)}, \quad (17 - 1)$$

где  $R$  – расстояние от оси вращения галактики,  $\theta$  - галактоцентрический угол,  $\theta_0$  – некоторая начальная фаза спирали,  $a$  – масштабный параметр. При этом спиральный узор галактики характеризуется числом спиралей  $m$  и углом закрутки  $i$  (см. рис. 17-3). Угол закрутки - это угол между касательной к спирали в данной точке и перпендикуляром к радиусу, проведенному в эту

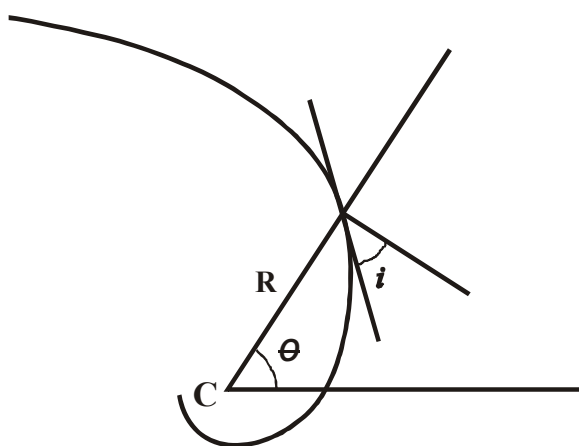


Рис. 17-3

точку. При этом логарифмическая спираль обладает полезным свойством – угол закрутки при изменении полярного угла не меняется, так что угол закрутки есть характеристика спирали в целом, а не отдельных ее отрезков. Обычно в галактиках наблюдается двухрукавная спиральная структура ( $m = 2$ ) с небольшими, порядка 5 – 15 градусов,

углами закрутки. При этом для одной спиральной ветви можно использовать формулу (17-1), а вторая ветвь получается сдвигом на  $180^\circ$ . Как будет показано

ниже, параметры спирали в нашей Галактике можно найти по наблюдательным данным.

### *§17.2 Спиральные ветви как волны плотности*

В настоящее время господствует точка зрения, что видимая спиральная структура есть следствие бегущей по диску волны плотности. Волновая теория спиральной структуры на протяжении многих лет развивалась Линдбладом. Ему принадлежит и сама идея о спиральных волнах плотности в Галактике. Однако эти работы не получили широкого признания из-за сложного построения теории, разработанной в терминах орбит звёзд, и постулате о лидирующих спиралях, который противоречил общепринятому мнению.

Новый этап в развитии теории спиральной структуры связан с работами Лина и Шу в 1964 г. Эта теория основана на том, что наблюдаемые спиральные ветви являются результатом твердотельного вращения спиральных волн плотности – волн тяжелого звука, распространяющихся в тонком дифференциально вращающемся диске Галактики, состоящем из звёзд и газа. Лин и Шу считали, что в первом приближении спиральные волны плотности можно рассматривать как малые возмущения основного осесимметричного состояния галактического диска. Так как дисперсия скоростей звёзд в диске мала по сравнению со скоростью вращения диска, то они посчитали возможным воспользоваться уравнениями бесстолкновительной звёздной гидродинамики. Наложив на осесимметричные поверхностную плотность и гравитационный потенциал диска малые гармонические возмущения

$$\begin{aligned}\mu &= \mu_0(R) + \tilde{\mu}(R) \exp[i(\bar{\omega}t - m\theta)], \\ \Phi &= \Phi_0(R) + \tilde{\Phi}(R) \exp[i(\bar{\omega}t - m\theta)],\end{aligned}\tag{17 – 3}$$

и подставив эти выражения в уравнения гидродинамики, записанные для бесстолкновительного звёздного газа, Лин и Шу получили соответствующее дисперсионное соотношение для волн плотности, доказав, что спиралевидные

волны плотности действительно могут существовать в бесконечно тонком дифференциально вращающемся звёздном диске. В выражении (17-3) значения гравитационного потенциала берутся в галактической плоскости,  $m$  - целое число и равно числу рукавов, а частота волн плотности в общем случае комплексна:

$$\bar{\omega} = \text{Re } \bar{\omega} + i \text{Im } \bar{\omega} = \omega - i\gamma, \quad (17-4)$$

(здесь реальную часть мы обозначили  $\omega$ , а мнимую -  $\gamma$ ). В этом случае экспоненту в выражениях (17-3) можно записать в виде:

$$\exp[i(\bar{\omega}t - m\theta)] = \exp(\gamma t) \cdot \exp[im(\Omega_p t - \theta)], \quad (17-5)$$

где  $\Omega_p$  - угловая скорость волнового узора. Из (17-5) видно, что возмущения неустойчивы при  $\gamma > 0$ , затухают при  $\gamma < 0$  и нейтральны (долго существуют) при  $\gamma = 0$ . При этом спиральный узор движется (вращается) в диске твердотельно, то есть  $\Omega_p = \text{const}$ . Сама постоянная  $\gamma$  определяется через дисперсию остаточных скоростей. При этом если дисперсия остаточных скоростей велика, то любая концентрация звёзд быстро рассасывается и волна плотности существовать не может. Если же дисперсия скоростей очень мала, то сила тяготения заставит появившееся уплотнение сжиматься и галактический диск распадётся на фрагменты. Устойчивость тонкого галактического диска относительно возмущений в 1964 г. исследовал Тоомре, который показал, что неустойчивость не может развиваться лишь в достаточно горячем звёздном диске, в котором скорость звука превышает критическую, иначе случайные скорости звёзд «замоют» спиральный узор.

Лин и Шу вывели условие для области диска, в которой могут существовать волны плотности:

$$\Omega(R) - \frac{\kappa(R)}{m} < \Omega_p < \Omega(R) + \frac{\kappa(R)}{m}, \quad (17-6)$$

где  $\Omega(R)$  есть угловая скорость вращения диска Галактики, а  $\kappa(R)$  - эпициклическая частота. В теории Лина и Шу для модели Галактики Шмидта частота вращения спирального узора оказалась для нашей Галактики равной 11

км/с·кпк, а спиральный узор - туго закрученным. Так как частота вращения Галактики в большей части диска превышает частоту вращения спирального узора, то спиральная волна, двигаясь в сторону галактического вращения, отстает от вращения диска. Расстояния  $R$ , на которых неравенства в выражении (17-6) превращаются в равенства, называются областями резонансов Линдблада. Таким образом, спиральный узор распространяется только между внутренним и внешним линдбладовскими резонансами. В областях резонансов происходит затухание колебаний газа и звезд. В выражении (17-6) все величины могут быть определены из наблюдений, так что определение положений резонансов Линдблада и сравнение их с галактоцентрическими радиусами начала и конца видимых спиральных ветвей может служить для наблюдательной проверки следствий теории волн плотности.

В 1972 году группа Ростовских астрофизиков под руководством Марочника показала, что в диске Галактики более вероятно распространение не так называемой коротковолновой моды, полученной Лином и Шу, а длинноволновой, имеющей скорость вращения спирального узора около 23 км/с·кпк. При этом ими был учтен вклад в динамику волн плотности не только дисковой, но и других подсистем Галактики. В этом случае получается, что Солнце расположено вблизи области коротации. Это следует из того, что скорости вращения спирального узора и скорость вращения диска на солнечном галактоцентрическом расстоянии в пределах ошибок совпадают (см. лекцию 10). Выбор режима, реально существующего в Галактике, должны дать наблюдения (см. ниже).

Важным является вопрос о возбуждении волн плотности, так как незатухающая волна плотности должна либо быть стоячей волной, энергия которой не диссипирует, либо надо найти механизм, “подкачивающий” энергию в волну извне. Однако вопрос о «незатухающей» волне плотности, скорее всего, не является актуальным, поскольку существует много возможных механизмов образования (а не поддержания) спиральных ветвей в галактиках. Похоже, что в дисковых галактиках с наличием газовой составляющей такие

ситуации возникают постоянно, в итоге наблюдаемый процент спиральных галактик столь высок. Так, галактика М51 (см. рис. 17-1) демонстрирует возможность генерации спиралей в результате приливного взаимодействия с близким спутником. В 2006 году Тутуков (ИНАСАН) численным моделированием показал, что в результате близких прохождений галактик возможно развитие двухрукавных спиралей или колец повышенной плотности в галактическом диске. Примечательно, что и та и другая структуры наблюдаются четко выраженными у значительного числа взаимодействующих галактик. Диссипативный характер газового диска позволяет при этом многократно генерировать новые спирали повторными прохождениями, особенно частыми в богатых скоплениях галактик, где, собственно, и наблюдается значительная часть спиральных галактик. Гигантские спирали типа Млечного Пути и Туманности Андромеды имеют собственные массивные спутники, способные вызвать возмущения гравитационного потенциала. Недавно обнаруженная эллиптичность дисковых галактик также может генерировать спирали за счёт прецессии эллиптических орбит звёзд. Одним из возможных генераторов может быть также бар, зачастую обнаруживаемый в центральных частях дисковых галактик. Весьма перспективной представляется гипотеза, опирающаяся на последние исследования темного гало галактик, которое, как оказывается, может значительно отклоняться от сферической симметрии, поэтому может быть постоянно действующим генератором спиральных ветвей таких галактик. Выполненное Тутуковым моделирование дипольного компонента гравитации темного гало показало возможность генерации двухрукавной спиральной структуры. И, наконец, спиральная структура может быть результатом распространения локальных фронтов звёздообразования, когда отрезки спиральных ветвей рассматриваются как области звёздообразования, растянутые дифференциальным галактическим вращением. В этом случае отрезки спиралей являются короткоживущими и исчезают за время порядка  $10^7$  лет – время жизни массивных звёзд большой светимости. Это, в сущности, звёздные комплексы, растянутые

дифференциальным вращением галактики. Такие спиральные ветви «материальны» и являются, по определению, как бы «вмороженными» во вращающийся диск. Возможно, что эта гипотеза объясняет внешний вид галактик, не имеющих правильной спиральной структуры.

Главную роль в образовании спиралей играет холодный газовый компонент, поскольку он легко теряет энергию в результате высвечивания и именно из него образуются молодые звёзды, «рисующие» спиральные ветви. Поэтому особенно важным оказалось рассмотрение отклика газовой составляющей диска на волну плотности, движущуюся в звёздном диске. Спиральная волна плотности создает потенциальную яму, с которой взаимодействует натекающий на волну плотности газ. При протекании через волну звёздной плотности межзвёздный газ, вращающийся вместе с диском, ускоряется в ее гравитационном поле. При этом возникает галактическая ударная волна, геометрия фронта которой близка к форме волны плотности. Систематические движения, вызываемые в газе спиральным возмущением гравитационного потенциала, имеют амплитуды порядка 10 км/с. Адиабатическая скорость звука в газовой среде оценивается величиной  $c = 0.103\sqrt{T}$  км/с, так что действительно, движения не очень горячего межзвёздного газа являются сверхзвуковыми, что ведет к образованию ударных волн. Вследствие значительного сжатия газа в галактической ударной волне, она является важным спусковым механизмом процесса звёздообразования. Именно этим объясняется сосредоточение молодых и короткоживущих объектов в спиральных ветвях.

### ***§17.3 Параметры спиральной структуры нашей Галактики***

Спиральная волна плотности искажает поле скоростей звёзд в диске, так как звёзды, проходя через волну, несколько меняют направление и скорость своего движения. Эти искажения можно выявить с использованием



наблюдаемых лучевых скоростей и собственных движений звёзд и рассеянных звёздных скоплений.

В лекции 7 на рис. 7-11 показано распределение молодых рассеянных скоплений в проекции на галактическую плоскость. Из рисунка видно, что скопления очерчивают отрезки кривых, которые мы имеем все основания отождествлять с отрезками спиральных ветвей нашей Галактики. Яркие сверхгиганты и зоны НП позволяют выделить еще два отрезка, кроме обозначенных рассеянными скоплениями на рис. 7-11: так называемую ветвь -I, расположенную ближе к центру Галактики, чем ветвь Киля-Стрельца, и ветвь +I, расположенную за ветвью Персея. Внутренняя ветвь -I может на самом деле представлять собой кольцо, от которого отходят спиральные ветви. Такая структура наблюдается у некоторых спиральных галактик. Из наблюдательных данных можно найти геометрические параметры спирального узора – угол закрутки и длину волны узора, а, привлекая возрасты объектов и считая, что волна плотности является основным спусковым механизмом процесса звездообразования, – и скорость волнового узора. На рис. 17-4 показана

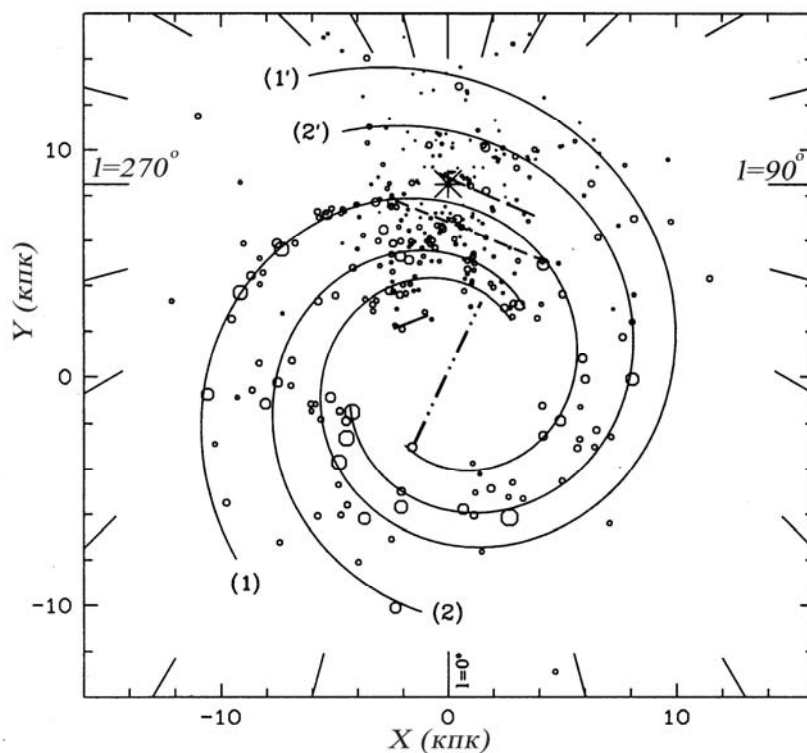


Рис. 17-4

картина распределения областей НП в проекции на плоскость Галактики (взято из работы Рюссея, 2003). На этом рисунке также показана схема спирального узора, наилучшим образом приближающего наблюдательные данные. Как видим, спиральная структура получается четырехрукавной. Параметры спирального узора нашей Галактики определялись неоднократно разными авторами. Так, астрономы Астросовета АН СССР в 70-х годах XX-го века, определяя места рождения рассеянных звёздных скоплений путем расчёта назад во времени галактических орбит этих объектов, получили, что скорость спирального узора должна быть около 21 км/с·кпк.

Локтин и Маткин из Уральского университета определили в 1992 году средний угол закрутки и скорость вращения спирального узора по положениям рассеянных звёздных скоплений разного возраста следующим образом. Так как спиральная волна при своем движении по диску вызывает активное звёздообразование и оставляет за собой звёзды и скопления, возникает градиент возраста звёздных объектов поперек спиральных ветвей. Этот градиент позволяет определить разность между скоростями вращения диска и спирального узора. Форму спиральных ветвей можно представить выражением:

$$R = D_0 \exp[b(\theta_0 + \theta + (\Omega - \Omega_p)t)]. \quad (17 - 7)$$

Это выражение выбрано потому, что на графике  $\ln R - \theta$  отрезки спиральных ветвей по рассеянным скоплениям представляются отрезками прямых. Если прологарифмировать выражение (17-7), получим:

$$\frac{1}{b} \ln\left(\frac{R}{D_0}\right) = \theta_0 + \Omega t - \Omega_p t + \theta. \quad (17 - 8)$$

Если в качестве времени  $t$  взять возрасты скоплений, то из выражений (17-8) методом наименьших квадратов можно получить геометрические параметры спиральной структуры, при этом уравнения (17-8) решались по отдельности для скоплений, принадлежащих каждому из отрезков спиральных ветвей. В результате получились следующие значения:  $D_0 = 7.2$  кпк,  $\Omega_p = 21.2 \pm 0.3$  км/с·кпк,  $i = 6^\circ.8 \pm 1^\circ.6$ . При этом оказалось, что наилучшее приближение

наблюдаемой спиральной структуры получается, если структура является четырехрукавной. Однако вопрос о числе спиральных ветвей в нашей Галактике остается еще весьма неопределенным, поскольку рукав Ориона может быть отрогом рукава Киля-Стрельца, так что собственно спиральными ветвями следует считать только ветви Киля-Стрельца и Персея. В пользу последнего предположения свидетельствуют данные наблюдений зон НП, пульсаров и нейтрального водорода, которые не обнаруживают рукав Ориона, но подтверждают существование ветвей Персея и Стрельца.

Существование спиральной волны плотности в галактическом диске можно доказать и исследуя поле скоростей звёзд. Наиболее полно эта задача решена в 1979-1980 гг. в работах Мишурова, Сучкова и Павловской (РГУ и ГАИШ МГУ), где вначале по расстояниям, собственным движениям и лучевым скоростям звёзд находится геометрия спирального узора, положение Солнца относительно рукавов и параметры вращения Галактики на солнечном галактоцентрическом расстоянии. А затем в формулы влияния дифференциального галактического вращения на лучевые скорости и собственные движения звёзд вводятся члены, учитывающие возмущение от гравитационного потенциала волны плотности, и вычисляются параметры спиральной волны. В частности, по данным о лучевых скоростях сверхгигантов и классических цефеид при принятии двухрукавной спиральной структуры,  $R_0 = 8$  кпк и  $V_0 = 220$  км/с они получили  $\Omega_p = 23.3 \pm 3.6$  км/с·кпк и  $i = 9^\circ.6 \pm 0^\circ.6$ . Таким образом, результаты исследования поля скоростей звёзд доказывают волновую природу спиральной структуры, поскольку если бы спиральные ветви были бы материальными образованиями, закручиваемыми дифференциальным вращением, то движения оставались бы круговыми.

### ***§17.4 Спиральные ветви в численных экспериментах***

В последние десятилетия эволюцию галактик активно изучали с помощью численных экспериментов путем решения задачи  $N$  тел. При этом задавалось  $10^4$ - $10^5$  материальных точек, что, конечно, на много порядков меньше, чем число звёзд в нашей Галактике. Свойства движения звёзд в Галактике имитируют либо начальными условиями (например - вращение), либо программными средствами. Так, бесстолкновительность звёздных движений задают путем исключения из расчётов близких сближений звёзд. Влиянием межзвёздной среды обычно пренебрегают. В целом, численные эксперименты помогли выявить основные черты эволюции галактического диска - показали возникновение бароподобных возмущений в центральной области диска и появление спиральных ветвей. На рис. 17-5 приведен пример длительного периода эволюции модели  $N$  тел из работ Засова и др. (ГАИШ МГУ).

На иллюстрации каждый рисунок соответствует определенному моменту времени  $t$ . Временная шкала, получившаяся в численном эксперименте, не может быть однозначно связана с реальным временем эволюции Галактики из-за непохожести модели на нашу Галактику. Из рисунка видно возникновение четырехрукавной спиральной структуры и ее эволюция со временем. Является ли эволюция спиральной структуры нашей Галактики похожей на результаты численных экспериментов или нет - установить затруднительно. Во всяком случае, численные эксперименты показали возможность возникновения спиральных волн плотности в плоских дифференциально вращающихся звёздных системах.

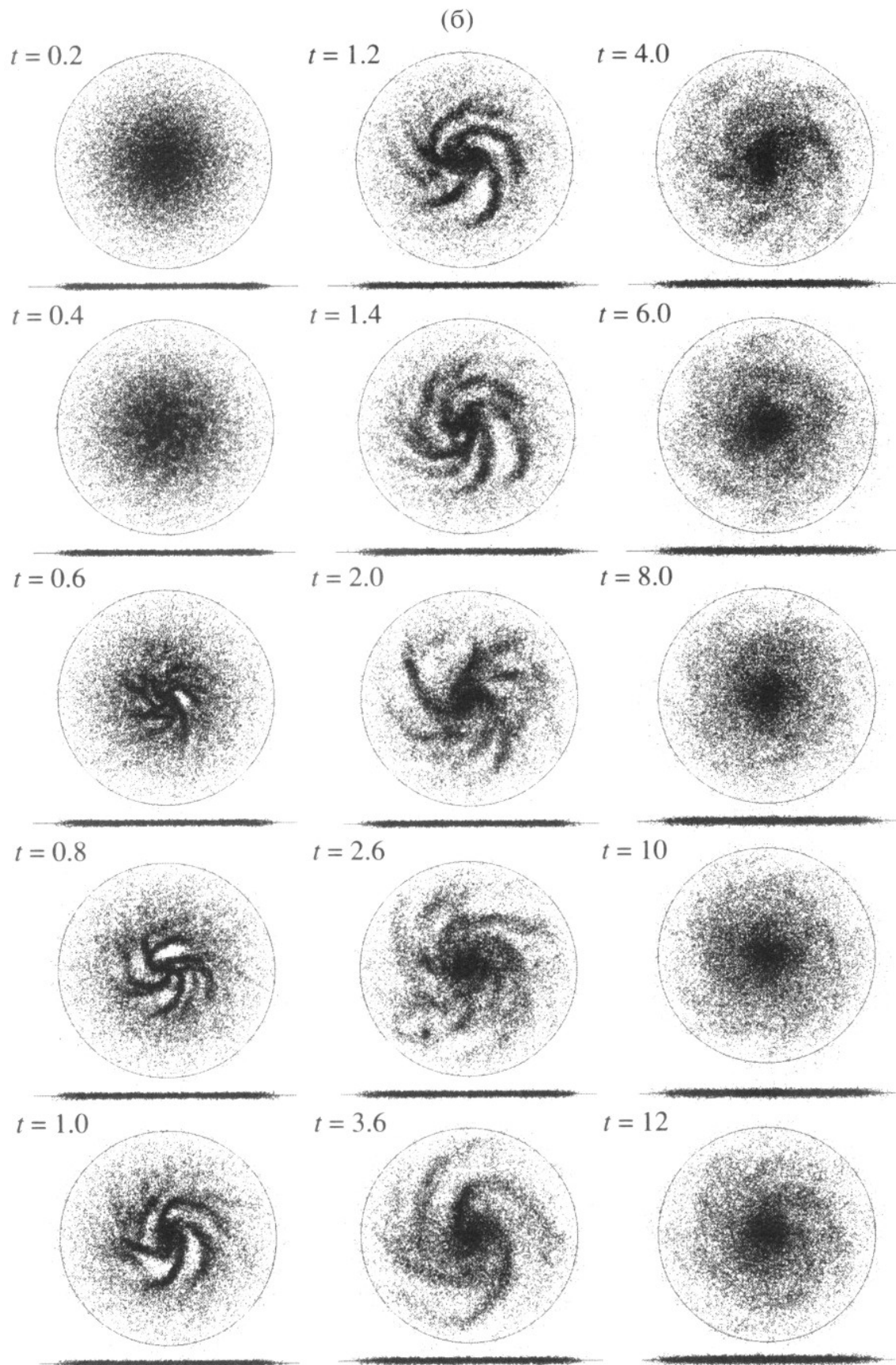


Рис. 17-5

## Лекция 18. Эволюция Галактики

### *§18.1 Формирование подсистем*

Одной из интереснейших задач современной астрономии является изучение процесса формирования и эволюции галактик, в частности – нашей Галактики. При решении этой задачи используются результаты теории звёздной эволюции, статистические характеристики звёздных населений, результаты построения моделей Галактики, выводы теоретической и наблюдательной космологии.

Сопоставление возрастов, кинематики, химического состава и геометрии подсистем Галактики позволили обрисовать важнейшие черты ее эволюции. В настоящее время часто полагают, что Галактика сформировалась из медленно вращающегося клочковатого газового облака, начальные размеры которого в десятки раз превосходили ее современные размеры. Это протогалактическое облако вначале сжималось (коллапсировало) под действие собственной гравитации. В процессе первоначального сжатия при столкновениях холодных газовых облаков шел процесс звёздообразования и рождались звёзды первого поколения. Сейчас считается, что важную роль в возникновении галактик играла темная холодная материя, которая легко собиралась в сгустки, и в создаваемую таким образом потенциальную яму собиралась и видимая материя. По результатам спутникового эксперимента WMAP стало известно, в частности, что звёзды во Вселенной появились уже через 200 млн. лет после ее возникновения.

Для процесса дальнейшей эволюции важным оказывается различие в поведении полной энергии у звёздной и газовой подсистем. Выделяющаяся при сжатии протогалактического облака гравитационная энергия переходит в кинетическую энергию движения звёзд и газа. В бесстолкновительной звёздной системе кинетическая энергия препятствует ее сжатию. Поэтому подсистема

старых звёзд, родившихся в начале коллапса протогалактики, в значительной степени сохранила первоначальную сфероидальную форму и начальное распределение углового момента, образовав медленно вращающуюся сферическую подсистему – гало Галактики.

Газ – диссипативная система, т.е. он безвозвратно теряет приобретаемую при сжатии кинетическую энергию, которая в столкновениях газовых облаков переходила в тепловую энергию и уносилась, в конце концов, в виде излучения. Поэтому подсистема газа продолжала свободно сжиматься. Однако вследствие сохранения углового момента, сжатие газовой составляющей увеличивало скорость ее вращения. Когда размеры газовой составляющей уменьшились приблизительно на порядок, центробежные силы уравновесили силу тяготения в плоскости Галактики и остановили сжатие в этом направлении. Параллельно оси вращения сжатие продолжалось и в итоге сформировался тонкий газовый диск. Родившиеся в нем звёзды образовали быстро вращающуюся дисковую подсистему.

Параллельно с формированием подсистем происходило обогащение межзвёздной среды тяжелыми элементами. Звёзды диска рождались из вещества, обогащенного выбросами сверхновых из предыдущего поколения звёзд, поэтому диск оказался существенно богаче металлами, чем звёзды гало.

Описанная картина объясняет целый ряд фундаментальных наблюдательных фактов: существование и характер различий в геометрии, распределении углового момента и химическом составе звёзд гало и диска.

В построении картины формирования гало важную роль сыграла ставшая классической работа Эггена, Линден-Белла и Сэндиджа (1962) по исследованию связи кинематики и эволюции звёзд гало. Эти исследователи первыми обнаружили корреляцию между вычисленными для небольшого числа звёзд галактического гало элементами галактических орбит с индексами металличности. Полагая металличность индикатором возраста звёзд, они объяснили полученную зависимость тем, что в процессе сжатия протогалактики, в которой уже родились звёзды гало, гравитационный

потенциал менялся так, что размеры орбит звёзд мало изменились (апогалактические расстояния некоторых звёзд их выборки достигали 50 кпк). Полагая также, что в момент рождения таких звёзд размеры Галактики не могли превышать максимального радиуса орбит этих звёзд, они сделали вывод, что в своей плоскости Галактика сжалась приблизительно в 10 раз со времени образования первых наблюдаемых в настоящее время звёзд. В z-направлении сжатию не препятствовали центробежные силы, поэтому оно оказалось сильнее приблизительно в 25 раз. Отсюда следует, что плотность вещества протогалактики была на три-четыре порядка меньше современной средней плотности Галактики.

Еще одним выводом работы Эггена, Линден-Белла и Сэндиджа был следующий. Среди звёзд с содержанием металлов  $[Fe/H] < -1.0$  они не нашли звёзд с малоэксцентричными орбитами. Отсюда был сделан вывод, что в период образования звёзд гало Галактика находилась в состоянии «быстрого» коллапса, фактически вещество находилось в состоянии свободного падения. Однако впоследствии этот вывод был поставлен под сомнение, так как нашлись малометаллические звёзды с орбитами, имеющими малые эксцентриситеты. Поэтому стали полагать, что коллапс был «медленным», квазиравновесным, с характерным временем порядка нескольких миллиардов лет. Однако в 1979 году японские астрономы Йоши и Сайо, которые исследовали орбиты звёзд в гравитационном поле сжимающейся протогалактики, сделали вывод, что характерным временем сжатия протогалактики является время свободного падения – порядка  $(2-4) \cdot 10^8$  лет. Эти авторы получили, что ранее протогалактика была еще больше, чем оценивали Эгген, Линден-Белл и Сэндидж: она сжалась в 20 раз по радиусу и в 50 раз в z-направлении. При этом чтобы получить наблюдаемую картину распределений элементов галактических орбит и наблюдаемую дисперсию распределения величин  $[Fe/H]$ , картину сжатия протогалактики пришлось усложнять.

Модель эволюции Галактики Эггена, Линден-Белла и Сэндиджа дает только один из возможных сценариев. Еще одну точку зрения в 1978 году



выдвинули Сирл и Зинн. Они указали, что движение звёзд гало исключительно по сильно вытянутым галактическим орбитам является следствием наблюдательной селекции и в гало имеются звёзды с умеренными эксцентриситетами орбит. Кроме того, много очень малометаллических шаровых скоплений находится вблизи галактического центра. Все это противоречит сценарию быстрого коллапса протогалактики, поэтому Сирл и Зинн предположили, что Галактика формировалась путем постепенного поглощения (слияния) большого числа относительно небольших фрагментов.

Эта точка зрения получила дополнительное подтверждение, когда детальный анализ содержаний  $\alpha$ -элементов в звездах поля продемонстрировал аномально низкие содержания  $\alpha$ -элементов у значительного количества малометаллических звёзд гало, которое не удается объяснить в рамках гипотезы образования их из вещества единого протогалактического облака. Зато такой химический состав находит естественное объяснение в предположении, что эти звёзды родились в изолированных протогалактических фрагментах (галактиках-спутниках), у которых теоретически могла быть иная химическая история. Другими словами получается, что в малометаллическом гало нашей Галактики сосуществуют два компонента: собственное гало, звёзды которого генетически связаны с единым протогалактическим облаком, и аккрецированное гало, все объекты которого ведут свое происхождение от разрушенных в разное время приливными силами Галактики карликовых галактик-спутников.

Третий из рассматриваемых в настоящее время сценариев образования Галактики передоверяет основную роль темной материи, которая первой сформировала потенциальную яму. В эту яму постепенно натекли фрагменты, образовавшие Галактику.

Итак мы видим, что в данных о галактических орбитах и химическом составе звёзд содержится богатая информация об истории Галактики.

Обычно выводы о различных свойствах нашей Галактики проверяют с помощью наблюдательных данных, полученных для других галактик. Однако в

нашей Галактике мы уверенно наблюдаем звёзды, находящиеся на разных стадиях своей эволюции, тогда как для молодых галактик мы такие же наблюдения провести не можем из-за их удаленности. Хорошо известно, что галактики с большими красными смещениями несколько голубеют с увеличением расстояния, и это связывают с большим темпом звёздообразования в молодых галактиках. Среди удаленных галактик наблюдается много взаимодействующих, и первичное звёздообразование может инициироваться столкновениями галактик между собой или поглощением крупной галактикой своих спутников. Ранее галактики, как мы видели, имели большие размеры, так что вероятность столкновений была заметно больше, чем в настоящее время. Недавно американские астрофизики Глассман, Ларкин и Лафренье показали, что поверхностная яркость дисков галактик, расположенных на расстояниях, соответствующих  $z \sim 0.5$ , в среднем на  $0^m.6$  угл.сек<sup>-2</sup> выше, чем у ближайших галактик. Это может служить подтверждением активного звёздообразования на ранних стадиях эволюции галактик.

Отметим одну из возможностей объяснения отсутствия среди наблюдаемых звёзд объектов с первоначальным (космологическим) содержанием тяжелых элементов. Мы ранее уже отмечали, что при первоначальном коллапсе протогалактики могло образовываться много очень массивных быстро эволюционирующих звёзд, заканчивающих свою эволюцию взрывом сверхновых. При этом в межзвёздную среду выбрасывалось много тяжелых элементов. Долгоживущие маломассивные звёзды первого поколения (гипотетического населения III), двигаясь в обогащенной тяжелыми элементами среде, аккрецировали эту среду на свои поверхности. Звезда с массой  $M$ , движущаяся сквозь межзвёздный газ, аккрецирует его со скоростью, которую можно оценить по следующей, приведенной в одной из статей Тутукова, формуле:

$$\dot{M} = 10^{-15} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} v_6^{-3} n_H, \quad (18 - 1)$$

где  $v_6$  - скорость звезды относительно среды,  $n_H$  – плотность газа, а  $M_{\odot}$  - масса Солнца. Сравнение массы аккрецируемого газа с массами фотосфер звёзд показывает, что звезда за время порядка

$$\tau = 5 \cdot 10^4 v_6^3 \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} n_H^{-1} \quad (18 - 2)$$

лет полностью обновляет свою фотосферу, то есть аккрецирует массу газа, равную массе фотосферы. Например, белый карлик с радиусом в одну сотую солнечного, движущийся со скоростью 30 км/с через газовую среду с плотностью  $n_H = 1$ , что характерно для окрестностей Солнца, всего за 100 лет может обновить состав своей фотосферы. Как было сказано выше, плотность вещества в протогалактике была на несколько порядков ниже, чем средняя плотность массы в современной Галактике, однако за прошедшие со времени формирования гало  $\approx 15$  миллиардов лет звёзды первого поколения вполне могли впитать в свои поверхности достаточное количество металлов, чтобы показывать металличности, наблюдаемые у звёзд гало. Отметим, что и скорости звёзд гало заметно больше взятой для примера. При этом, поскольку орбиты звёзд гало ориентированы по-разному, звёзды проводят разное время в областях, богатых газом (область диска), так что количество аккрецированного газа может быть разное, и мы должны наблюдать большую дисперсию металличностей среди звёзд гало. Впрочем, взаимодействие звёзд с межзвёздной средой – не тривиальная задача вследствие существования звёздного ветра, мешающего аккреции, так что темп аккреции прямо связан с движением звёзды только в простейшем случае, когда звёздный ветер слаб. Обычно такая ситуация наблюдается у вырожденных объектов и у звёзд с лучистой (не конвективной) оболочкой. Значит у красных карликов (т.е. маломассивных звёзд) этот эффект вряд ли эффективен.

## §18.2 Дальнейшие стадии эволюции

Важнейшей особенностью спиральных галактик является отчетливое разделение на дисковую и сфероидальную составляющие. При этом четко заметен тонкий диск с резко выделенным центральным утолщением – балджем. Происхождение такой двухкомпонентной структуры требует определенного хода процесса звездообразования на ранней стадии эволюции Галактики. Этот вопрос подробно рассмотрел Ларсон в 1976 году, изучая модели коллапсирующих газовых систем с учетом вращения, турбулентной вязкости и превращения газа в звезды. Оказалось, что структура получающейся звездной системы сильно зависит от закона звездообразования – зависимость темпа превращения газа в звезды от свойств газа, в частности, от его плотности. Ларсон принимал следующий закон:

$$\frac{d\rho_s}{dt} = A\rho_g^n, \quad (18-3)$$

где  $\rho_s$  - звездная плотность,  $\rho_g$  - плотность газа,  $n \approx 1.85$ . Исследования показали, что с законом звездообразования (18-3) можно хорошо объяснить свойства эллиптических галактик, однако ни при каких начальных условиях невозможно получить балдж и диск. Вариации углового момента системы, начальной плотности и других условий неизменно приводят к эллипсоидальным фигурам, но не дают диска с центральным утолщением. Оказалось, что необходимый результат получается только в том случае, если после начальной стадии звездообразования, сформировавшей население гало, темп звездообразования в Галактике резко падает, на один - два порядка по сравнению с получаемым по формуле (18-3). Это позволяет газу, оставшемуся после образования гало, сжаться в диск, а звезды диска начинают формироваться после охлаждения сжавшегося к галактической плоскости газа.

Чтобы в рамках этой картины объяснить разрыв количества тяжелых элементов между объектами гало и диска в окрестности  $[Fe/H] \approx -0.5$  следует предположить, что тяжелые элементы, наблюдаемые у старых объектов диска,

были созданы в гало. Фабер в 1977 году обнаружила схожесть градиента содержания металлов вдоль радиуса у дисковых и эллиптических галактик. Этот факт привел ее к выводу, что тяжелые элементы в дисковых галактиках были созданы на стадии коллапса, а не были произведены в самом диске. Значит, резкое падение скорости звездообразования в конце стадии формирования звезд гало совпадает со скачкообразным возрастанием содержания тяжелых элементов. Объясняется это тем, что обогащение тяжелыми элементами связано с огромным энерговыделением при вспышках сверхновых. Именно эта энергия, сильно нагрев межзвездный газ и разрушив его облачную структуру, и прекратила звездообразование в гало. Так мы приходим к понятию *активных фаз* в эволюции галактик, предложенному Ростовскими астрофизиками Марсаковым и Сучковым в середине 70-х годов XX-го века. После прохождения этой стадии необходимо определенное время – возможно даже не один миллиард лет – чтобы газ охладился, и сформировалась более молодая подсистема галактического диска.

Распределение звезд Галактики по относительному содержанию в них  $\alpha$ -элементов также обнаруживает отчетливый провал в окрестности  $[\alpha/Fe] \approx 0.2$  (см. рис. 16-1), который разделяет объекты гало и диска. Отношение  $[\alpha/Fe]$ , как и  $[Fe/H]$ , является хорошим химическим индикатором возраста звезд (см. лекцию 14). Провал является дополнительным свидетельством существования задержки звездообразования между формированием сферической и дисковой составляющих в Галактике.

Говоря о сферической составляющей, мы не должны забывать, что она состоит, как сейчас полагают, из трех подсистем – толстого диска, собственного гало и аккрецированного гало. Первая подсистема очень уверенно отделяется от собственного гало провалом на распределении типичных представителей сферической составляющей Галактики - шаровых скоплений, субкарликов и лирид поля – по металличности в окрестности  $[Fe/H] \approx -1.0$  (см., например, рис. 8-2). Но отсутствие систематического различия в относительных содержаниях  $\alpha$ -элементов в звездах собственного гало и в генетически

связанного с ним толстого диска свидетельствует о небольшом (порядка 1 млрд. лет) промежутке времени между образованием самых первых звёзд собственного гало и массовым звёздообразованием в толстом диске. Значит, существование длительной задержки звёздообразования между собственным гало и толстым диском для объяснения резкого различия кинематических характеристик этих подсистем ставится под сомнение.

В этой связи важной задачей является определение возраста тонкого диска. Наиболее старые наблюдаемые нами рассеянные звёздные скопления имеют возрасты порядка 6 млрд. лет. Но не только эти объекты позволяют оценить возраст диска. Так, нижнюю границу возраста галактического диска можно получить по соотношению изотопов различных химических элементов. Морель и др. (Франция) получили оценку минимального возраста диска  $9 \cdot 10^9$  лет, так что возраст может быть равен и  $11 \cdot 10^9$  лет. Еще одну оценку дает возраст самых старых белых карликов, показатели цвета которых можно сравнить с выводами теории охлаждения этих объектов. Таким способом получены оценки, лежащие в интервале от 6 до 10 млрд. лет. Возрасты же шаровых скоплений толстого диска, как показывают оценки, более 11-12 млрд. лет. Таким образом, наблюдательные данные подтверждают разрыв в возрасте между гало и диском (точнее между подсистемами толстого и тонкого дисков) на 2-3 миллиарда лет.

В настоящее время модной является точка зрения, что существенную роль в появлении вспышек звёздообразования играет поглощение одних галактик другими. При столкновении двух галактик отдельные звёзды друг с другом не взаимодействуют из-за низкой плотности «звёздного газа». Иначе ведет себя межзвёздный газ: при столкновении газовых облаков возникают условия для звёздообразования. Во всяком случае, поглощение галактик может служить основным спусковым механизмом звёздообразования в дисковых галактиках, не имеющих видимой спиральной структуры - галактиках типа *S0*.

Итак, мы видим, что вопрос об эволюции нашей и других галактик в настоящее время далек от решения и находится в стадии разработки гипотез.

## Лекция 19. Галактики

### §19.1 Классификация галактик

Наша Галактика – одна из миллиардов галактик, заполняющих видимую Вселенную. Чтобы понять структуру и эволюцию нашей Галактики, необходимо хорошо знать свойства других галактики. Рассмотрим некоторые свойства внешних галактик, начав с их классификации.

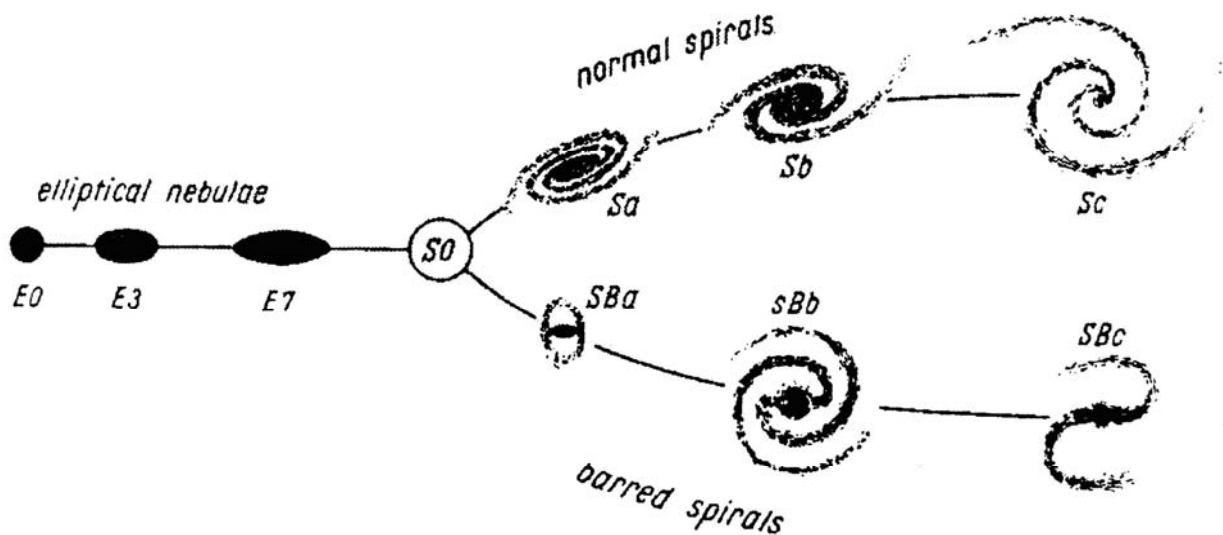


Рис.19-1

На рис.19-1 приведена знаменитая «камертонная диаграмма» Хаббла. Американский астроном Эдвин Хаббл предложил свою классификацию в 1925 году, несколько видоизменив ее через 11 лет. Эта классификация послужила основой для позднейших классификационных схем. В схеме Хаббла галактики делятся на несколько основных классов: эллиптические, спиральные и неправильные. Эллиптические галактики обозначаются буквой *E*, к которой добавляется цифра – мера сжатия, равная  $10(a-b)/a$ , где *a* и *b* – максимальный и минимальный видимые диаметры изображения галактики. Сжатие характеризует только видимое изображение, так как такие галактики могут представлять собой сжатые сфероиды, которые могут быть видны под разными

углами, так что видимый с полюса сжатый сфероид может выглядеть как шар. Эллиптические галактики не показывают структуры, яркость их плавно убывает к периферии. Такие галактики практически не содержат газа, в них нет областей III и молодых звездных объектов.

Промежуточный между спиральными и эллиптическими галактиками тип  $S_0$  характеризуется наличием диска, содержащего небольшое количество газа со слабыми проявлениями звездообразования и не содержащего спиральных ветвей.

$S$  и  $SB$  – спиральные галактики двух семейств. Первые из них имеют спиральные ветви, выходящие из области ядра, а вторые имеют спиральные ветви, выходящие из концов бара, в центре которого находится ядро галактики. Галактики  $SB$  иногда называют пересеченными спиральями. Добавочные индексы – буквы “ $a$ ”, “ $b$ ”, “ $c$ ” соответствуют виду спиральной структуры. В среднем переход от “ $a$ ” к “ $c$ ” соответствует переходу от тесно закрученных спиральных ветвей к более открытым. Ярким примером галактики типа  $S_a$  является Туманность Андромеды –  $M31$ , а типа  $S_c$  – галактика  $M51$ . Нашу Галактику относят к типу, промежуточному между  $S_b$  и  $S_c$ . В целом спиральные галактики характеризуются наличием диска и гало - подсистем, знакомым нам по нашей Галактике. В литературе иногда встречается определение подтипа “ $a$ ” как раннего, а “ $c$ ” как позднего, что является пережитком того времени, когда хаббловская последовательность рассматривалась как последовательность эволюционная. В настоящее время стали вводить еще одно подразделение – “ $d$ ” для галактик с еще более открытыми спиральями, чем у объектов подкласса “ $c$ ”.

$Irr$  – неправильные галактики, характеризующиеся неправильной, часто клочковатой формой. Ядро галактики и балдж в них слабо выражены или отсутствуют. Последнее является главной отличительной чертой неправильных галактик. Резкого перехода между регулярными и иррегулярными галактиками нет. Так, Большое Магелланово Облако считается неправильной галактикой, однако ее можно рассматривать как состоящую из бара с зачатками спиральных



ветвей. Сейчас иррегулярные галактики подразделяются на два типа - *Irr I* и *Irr II*. Первый тип - галактики похожие на Магеллановы Облака - по ряду основных характеристик (уплощенность, показатели цвета, содержание межзвёздного газа, наличие зачатков спиральной структуры, распределение плотности вещества вдоль радиуса) сходны со спиральными галактиками типа *Sc*. У галактик второго типа и видимая и действительная формы на самом деле являются неправильными. Такими они могли получиться в результате взаимодействия с другой галактикой.

В дальнейшем многие исследователи развивали свои классификационные схемы, делая классификацию более подробной, однако до настоящего времени нет общепринятой подробной схемы классификации галактик, описывающей все разнообразие этих объектов. Дело осложняется существованием большого количества взаимодействующих галактик с искаженными формами. Поэтому основной остается хаббловская классификация, обычно ее вполне достаточно для описания общих свойств галактик.

Хаббловская схема не включает физических свойств галактик, хотя корреляция между составом галактики и хаббловским типом несомненна. Так, массовая доля межзвёздного газа возрастает: от почти полного отсутствия газа в эллиптических галактиках к заметному количеству газа в спиральных галактиках и большому – в неправильных. А вот с массами галактик хаббловские типы связаны неоднозначно. Так, среди эллиптических галактик встречаются как гигантские галактики, в частности в центральных областях богатых скоплений галактик (обозначаются буквой *D*), так и карлики, ненамного отличающиеся по массе от богатых звездами шаровых скоплений. На изображениях карликовые галактики выглядят более диффузными, поскольку их плотность растет по радиусу экспоненциально, тогда как у гигантских эллиптических галактик - по закону Вокулёра. Несколько карликовых сфероидальных галактик являются спутниками нашей Галактики. Среди спиральных галактик также имеется значительный разброс масс, но

меньше, чем среди эллиптических. Отметим, что наша Галактика, так же как М31, относится к гигантским спиральным галактикам.

Вероятно основным параметром, различающим галактики разных Хаббловских типов и определяющим разницу эволюционных путей, является величина их углового момента. Именно начальный момент вращения, в конечном счёте, определяет различия в звёздном составе галактик, свойства межзвёздной среды и химический состав. В предыдущей лекции мы рассмотрели начальные стадии эволюции нашей Галактики, этот путь, вероятно, характерен для всех спиральных галактик. Но если бы в звёзды превратилось больше газа, чем имело место в нашей Галактике, или звёздообразование шло более интенсивно, что привело бы более сильному разогреву межзвёздного газа взрывами многочисленных сверхновых звёзд, то газ был бы в большой степени выметен из галактики. Если при этом мал момент вращения, то из остатков газа не смог бы образоваться газовый диск, и мы получили бы эллиптическую галактику.

В неправильных галактиках, вероятно, не было таких мощных вспышек звёздообразования. В частности, как показывают наблюдения, в Магеллановых Облаках и карликовых сфероидальных галактиках содержание металлов в несколько раз ниже солнечного. Магеллановы Облака содержат газа больше (по отношению к звёздной массе), чем диск нашей Галактики.

В настоящее время считается, что линзовидные галактики – это бывшие спиральные, у которых в дисках исчерпался газ и прекратилось звёздообразование. К этому выводу пришли после того, как с помощью внеатмосферного Хаббловского телескопа напрямую увидели, что на красном смещении  $z = 0.5-0.7$  спиральные галактики поля массово аккрецируют на скопления галактик и, продвигаясь вглубь скопления, прекращают звёздообразование и превращаются в линзовидные. Значит, для близких линзовидных галактик средний возраст последней вспышки звёздообразования в ядре, исчерпавшей весь собравшийся там в результате приливных взаимодействий галактический газ, - около 5 млрд. лет.

Разнообразие галактик приводит к многочисленности каталогов, содержащих разные их параметры. Много галактик зафиксировано в старых каталогах: Мессье и NGC. Сейчас очень часто используют Уппсальский каталог галактик с обозначениями UGC. Хорошо известен каталог взаимодействующих галактик Воронцова-Вельяминова.

### ***§19.2 Методы определения расстояний до галактик***

Некоторые методы определения расстояний до галактик мы уже упоминали в предыдущих лекциях. Это метод диаметров, сыгравший большую роль в установлении Хабблом закона разбегания галактик, и метод ярчайших звёзд – самых ярких красных гигантов для близких эллиптических галактик и голубых и красных сверхгигантов для спиральных галактик. Но самым важным является метод, основанный на использовании зависимости период-светимость классических цефеид, который используется для определения расстояний до близких спиральных и неправильных галактик и служит основой для определения расстояний в ближайшей вселенной, так как именно с помощью наблюдения цефеид калибруется зависимость лучевая скорость–расстояние (закон Хаббла). Цефеиды в настоящее время остаются наиболее точными индикаторами расстояний (ошибка метода 10-20%) на промежутке до  $\approx 10$  Мпк (для сравнения - расстояние до Туманности Андромеды М31 приблизительно равно 700 кпк).

Примерно в тех же пределах (но с ошибкой до 50%) индикатором расстояния для спиральных и неправильных галактик, то есть галактик с большим количеством газа, могут служить облака ионизованного водорода. Дело в том, что диаметр крупнейшей области HII в галактике зависит от абсолютной звёздной величины этой галактики. Для определения расстояний до ближайших эллиптических галактик используются светимости переменных звёзд типа RR Лиры. Напомним также об использовании функции интегральной

светимости шаровых скоплений для определения расстояний до галактик, о котором говорилось в лекции о шаровых скоплениях. Доступные методу предельные расстояния порядка 50 Мпк, при ошибке 25-50%. Сверхновые звёзды тоже используют для оценки расстояний, поскольку в максимуме блеска сверхновые типа Ia, например, имеют практически одинаковые абсолютные звёздные величины. В наземные телескопы их можно запечатлеть на расстоянии в половину размера Вселенной, а космический телескоп «Хаббл» - на еще большем расстоянии. Типичная ошибка метода в определении расстояний до галактик 25-50%. Именно данные о сверхновых типа Ia, вспыхнувших в очень далеких галактиках, свидетельствуют, что примерно 5 млрд. лет назад замедление расширения Вселенной сменилось его ускорением.

К сожалению, сверхновые вспыхивают в галактиках редко и непрогнозируемым образом, поэтому для далеких галактик разработаны другие подходы. В частности, весьма перспективными представляются два метода, которые требуют наблюдения лучевых скоростей звёзд внутри галактик. Первый, известный как метод Талли-Фишера, основан на использовании найденной ими в 1977 году эмпирической зависимости между светимостями галактик позднего типа и ширинами в них линий 21 см (т.е. скоростями вращения галактик). Современные измерения приводят к соотношению:  $L \propto V_{\max}^{3.4}$ . Метод удобен для проведения массовых статистических исследований в далеких скоплениях галактик. Для галактик ранних типов расстояния можно находить на основе обнаруженной Фабер и Джексоном в 1976 году корреляции между светимостью нормальных эллиптических галактик и дисперсией скоростей их звёзд – это степенной закон  $L \propto \sigma_V^4$ . Наибольшую пользу метод может принести, если использовать его для измерений относительных расстояний между галактиками. Эти методы точнее, чем метод диаметров, но ошибки и в них могут достигать 50%. Оба метода основаны, как видим, на вполне ожидаемой из теоремы вириала зависимости: чем тяжелее галактика, тем выше скорость движения в ней звёзд и облаков газа.

Однако существование обеих эмпирических зависимостей заставляет предполагать, что соотношения видимой и темной материи в галактиках соответствующих типов одинаково, что еще не нашло теоретического обоснования.

Перейдем теперь к определению расстояний до наиболее удаленных объектов, к которым неприменимы отмеченные выше методы. Введем так называемое красное смещение:

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}, \quad (19 - 1)$$

при этом имеется приближенная формула для вычисления лучевой скорости:

$v_r \approx zc$ , где  $c$  – скорость света. Эдвин Хаббл установил, что приближенно для

не очень близких галактик выполняется соотношение  $v_r = Hr$ , величину  $H$

называют постоянной Хаббла. Сидней ван ден Берг, проанализировав

имеющиеся определения постоянной Хаббла, дал среднее из определений,

выполненных ранее 1996 года:  $H = 72$  км/с/Мпк. В 1999 году Тауэр, Фергюсон

и Шэнкс, определив с помощью цефеид расстояния до галактик скопления в

Деве, привели величину  $H = 67 \pm 7$  км/с/Мпк. В настоящее время она полагается

равной  $\approx 70$  км/с/Мпк. К сожалению, пекулярные скорости близких галактик, до

которых расстояния определяются надежно, слишком велики по сравнению с

хаббловской скоростью, а расстояния до далеких галактик очень ненадежны.

Поэтому постоянная Хаббла до сих пор известна с ошибкой порядка  $\pm 10$

км/с/Мпк. Однако это единственный метод определения расстояния до далеких

галактик, квазаров и скоплений галактик. По результатам космического

эксперимента WMAP  $H_0 = 71$  км /с/ Мпк с ошибкой  $\approx 5\%$ .

Более точная формула связи  $z$  и  $v_r$ , в отличие от приведенной выше

верной для малых  $z$ , имеет вид:

$$v = c \cdot \frac{(z + 1)^2 - 1}{(z + 1)^2 + 1}, \quad (19 - 2)$$

Именно этой формулой пользуются в большинстве случаев для определения лучевой скорости, так как наблюдаемая величина  $z$  для самых далеких наблюдаемых внегалактических объектов достигает 3.5.

В целом модули расстояния до отдельных галактик определяются с ошибкой около  $1^m$ .

### ***§19.3 Исследование структуры и вращения галактик***

Изучение структуры и вращения галактик важно как само по себе, так и для сравнения свойств нашей Галактики со свойствами других галактик. К настоящему времени выяснено, что структура спиральных галактик в основных чертах повторяет структуру нашей Галактики. У всех спиральных галактик наблюдается ядро, диск, балдж и гало. Практически у всех галактик диск несколько голубеет от центра к краю, что интерпретируется как следствие существования градиента металличности – содержание тяжелых элементов уменьшается от центра к краю диска. Этот вывод подтверждается и изменением вдоль радиуса свойств областей *НП*.

В семидесятых годах у эллиптических галактик обнаружена эмпирическая закономерность: чем больше светимость галактики (т.е. ее масса), тем она краснее (т.е. у ее звезд больше металличность). Согласно Тинсли эта зависимость имеет вид  $Z \propto M^{1/4}$ . Позднее зависимость масса-металличность была установлена и для других морфологических типов галактик - для спиральных, неправильных и карликовых сфероидальных. Однако впоследствии оказалось, что для эллиптических галактик корректнее говорить о зависимости масса-относительное содержание  $\alpha$ -элементов. Действительно, соотношение химических элементов в них такое же, как в звездах гало нашей Галактики, у которых в среднем наблюдается повышенное более чем в два раза по сравнению с солнечным содержание  $\alpha$ -элементов относительно железа (см. лекцию 14), поэтому их цвет определяется в

основном покровным эффектом от линий поглощения не железа, а  $\alpha$ -элементов. Тщательные спектральные наблюдения звезд эллиптических галактик подтвердили правильность этого вывода.

Для эллиптических галактик известна также корреляция, связывающая размер галактики с ее поверхностной яркостью -  $R_e \propto I_e^{-0.8}$ ; смысл ее в том, что более массивные эллиптические галактики на вид более «рыхлые», т.е. обладают более низкой поверхностной яркостью. На этой зависимости построен метод диаметров для определения расстояний до галактик ранних типов.

Для многих галактик проведена поверхностная фотометрия, являющаяся основным методом исследования их структуры. Выяснено, что достаточно универсальными являются законы падения яркости от центра галактики к краю для дисковой и сферической подсистем. Так, для сферических подсистем хорошим приближением является закон Вокулёра:

$$-\ln\left(\frac{I(r)}{I_e}\right) \propto \left(\frac{r}{r_e}\right)^{\frac{1}{4}}, \quad (19-3)$$

где  $r_e$  – эффективный радиус, выбираемый таким образом, чтобы в его пределах излучалась половина полной светимости галактики, а  $I_e$  – эффективная поверхностная яркость в пределах этого радиуса. Этот закон применим как для балджей спиральных галактик, так и для распределения яркости в эллиптических галактиках. Заметим, что так как расстояния до галактик определяются не очень уверенно, обычно используются не линейные, а угловые расстояния от центра галактики.

Сглаженное радиальное распределение поверхностной яркости в дисках спиральных галактик обычно аппроксимируется экспоненциальным законом:

$$\frac{I(r)}{I(0)} \propto \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right), \quad (19-4)$$

где величина  $r_0$  - экспоненциальный масштаб диска, где яркость падает в  $e$  раз (обычно находится в интервале 2 - 6 кпк), а  $I(0)$  - центральная поверхностная яркость.

Вращение галактик впервые спектрально было обнаружено в 1917-1918 гг. Слайфером и Кэртисом для спиральных галактик. Вскоре выяснилась и незаметность вращения эллиптических галактик. Измерение кривых вращения спиральных галактик производится следующим способом. Щель спектрографа позиционируют так, что она проходит через центр галактики вдоль ее большой оси. При этом, так как один край галактики вследствие ее вращения движется по направлению к наблюдателю, а противоположный край – от наблюдателя, спектральные линии искривляются. Измерение сдвигов длин волн, соответствующих этому искривлению, и дает кривую вращения галактики, точнее – величины  $V = V_r(r) \cos \theta$ , где  $V_r(r)$  есть наблюдаемая лучевая скорость, а  $\theta$  – угол между плоскостью галактики и лучом зрения. На рис. 19-2 показан участок спектрограммы одной из галактик с сильной линией, по которой можно построить кривую вращения. Обычно для этого используется несколько линий. Справа находится атмосферная линия, она не искривлена.

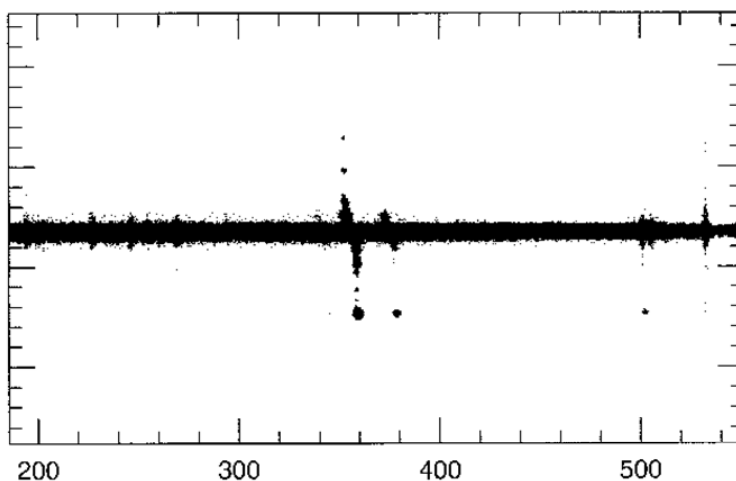


Рис. 19-2

Очень трудным оказывается вопрос о направлении вращения галактик, так как непросто понять, какой из краев данной галактики (по малой оси) находится ближе к наблюдателю, а какой – дальше. Именно поэтому имеются трудности в выборе направления закрутки спиральных ветвей. В некоторых случаях, когда



галактика расположена особенно удачно по направлению к наблюдателю, этот вопрос можно решить с помощью анализа распределения поглощающей материи.

Угол наклона галактики к лучу зрения можно определить по отношению длин малой и большой осей галактики, которые обычно определяются из данных поверхностной фотометрии как отклонения от формы окружности линий равной поверхностной яркости - изофот.

Кривые вращения галактик наблюдаются как по данным оптической спектроскопии, так и по данным наблюдений нейтрального водорода на волне 21 см. Последний метод в основном применяется к ближайшим галактикам, так как для получения кривой вращения требуется, чтобы разрешающая способность антенны радиотелескопа была существенно выше угловых размеров галактики. В настоящее время наблюдения дают возможность не только получать кривые вращения, но и проводить детальные исследования кинематики газа, например – исследовать влияние волн плотности на движение газа в дисках галактик.

Изучение вращения галактик важно для понимания структуры галактик и определения их масс. В настоящее время построены кривые вращения более чем для двухсот галактик.

#### ***§19.4 Определение масс галактик***

Различие кинематических свойств у эллиптических и спиральных галактик заставляет использовать совершенно разные методы для определения их масс, хотя теоретическую основу обоих методов составляет *теорема вириала*.

Для эллиптических галактик теорему вириала в приближении равенства масс всех звёзд можно записать в виде:

$$M \cdot \bar{v}^2 + P = 0, \quad (19 - 5)$$

где  $M$  – полная масса системы,  $P$  – потенциальная энергия. Для сферически симметричной галактики

$$P = -G \int_0^M \frac{M(r) dM}{r}. \quad (19 - 6)$$

Зная для галактики отношение массы к светимости  $M/L = K$  и считая его независимым от галактоцентрического расстояния, можно заменить распределение массы в (19-6) изменением светимости с радиусом, которое получается из поверхностной фотометрии. При этом распределение светимости представляется стандартным распределением Вокулёра (19-3). Подставляя в (19-6) распределение светимости, получаем рабочую формулу:

$$M = 0.2 r_0 \sigma^2 d, \quad (19 - 7)$$

где  $\sigma$  - дисперсия скоростей звёзд, а  $d$  – расстояние до галактики в парсеках. Дисперсия скоростей определяется из сравнения профилей спектральных линий в спектре галактики и какого-нибудь красного гиганта нашей Галактики. Красный гигант выбирается для сравнения потому, что большую часть света эллиптических галактик поставляют именно красные гиганты. Превышение ширин линий в спектре галактики над ширинами в спектре красного гиганта дает дисперсию скоростей. Точность оценивания массы определяется точностью оценки отношения массы к светимости. Доказано, что это отношение для эллиптических галактик очень слабо зависит от галактоцентрического расстояния, так что приближение постоянства этой величины оправдано. Однако у гигантских и карликовых эллиптических галактик это отношение разное, что, видимо, означает различия начальных функций масс у этих галактик. Так, для гигантских эллиптических галактик получается  $M/L > 10$  (в единицах массы и светимости Солнца), а для карликовых эллиптических галактик это отношение порядка 5. Дисперсии скоростей у разных эллиптических галактик меняются от 100 до 500 км/с, что наводит на мысль о близости кинематических свойств эллиптических галактик и гало дисковых галактик.

Оценки масс спиральных галактик аналогичны оценкам массы нашей Галактики. При этом, записывая теорему вириала для вращающейся галактики, пренебрегают хаотическими скоростями звёзд, оставляя только общее для всех звёзд - вращение. Оценки производятся с помощью определения параметров моделей галактики, при этом одновременно находятся и параметры основных подсистем галактики. В итоге удается не только определить массы основных подсистем галактик, но и выявить различные корреляции между вращением, массой галактики и характеристиками отдельных подсистем.

Исследование кривых вращения спиральных галактик позволило установить тесную корреляцию между массами галактик и максимальной скоростью вращения – чем больше максимальная скорость вращения (максимум кривой линейных скоростей), тем больше масса галактики. Эта уже известная нам зависимость Талли - Фишера обычно выражается формулой:

$$M = a \cdot \lg V_m + b, \quad (19 - 8)$$

где  $M$  - интегральная звёздная величина галактики в полосе какой-либо фотометрической системы, а  $V_m$  - максимальная линейная скорость вращения, определяемая по вершине кривой вращения галактики. Величины постоянных  $a$  и  $b$  зависят от используемой фотометрической системы. Средняя ошибка определения абсолютной интегральной звёздной величины по этой формуле зависит от выбранной фотометрической полосы и находится в интервале  $0.^m2$  -  $0.^m4$ , что соответствует ошибкам определения расстояний 15 - 20%. Наибольшая точность достигается в инфракрасных полосах, где уменьшено влияние на интегральную звёздную величину ярких в оптическом диапазоне деталей, таких как области НП. Так как из наблюдений можно оценить соотношение масса-светимость, то выражение (19-8) можно использовать для оценивания масс галактик. Отметим, что приближенное выполнение одного закона (19-8) для всех дисковых галактик говорит о единстве законов, которые управляют происхождением и эволюцией объектов этого типа. При этом постоянные в выражении (19-8) должны согласовываться с моделями

происхождения и эволюции галактик, что позволяет конкретизировать параметры этих моделей.

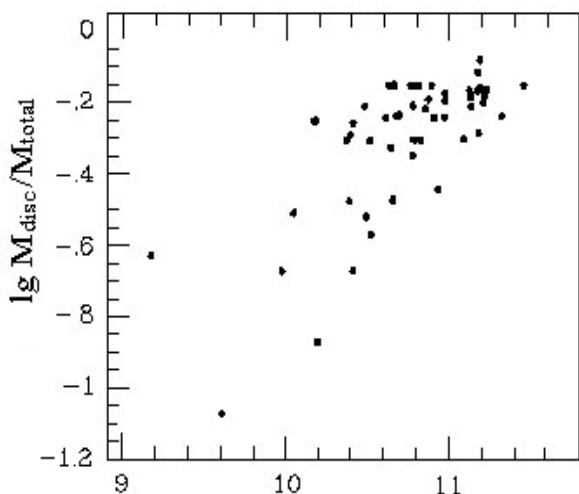


Рис.19-3

В лекции 16 были рассмотрены принципы построения моделей нашей Галактики и показано, что составные модели позволяют оценить параметры ее отдельных подсистем. Подобный анализ проводится и для других галактик. На рис. 19-3 показана корреляция между массами дисков спиральных галактик и их полными массами. Как видим, при увеличении интегральной светимости

увеличивается и доля массы, сосредоточенная в диске, хотя эта доля не очень велика для всех галактик.

В последнее время для оценки масс очень далеких галактик получает все большее распространение метод гравитационного линзирования - физическое явление, связанное с отклонением лучей света в поле тяжести. В результате гравитационного линзирования два луча света от объекта S, прошедшие по разные стороны от тела L, пересекаются в точке O, где располагается

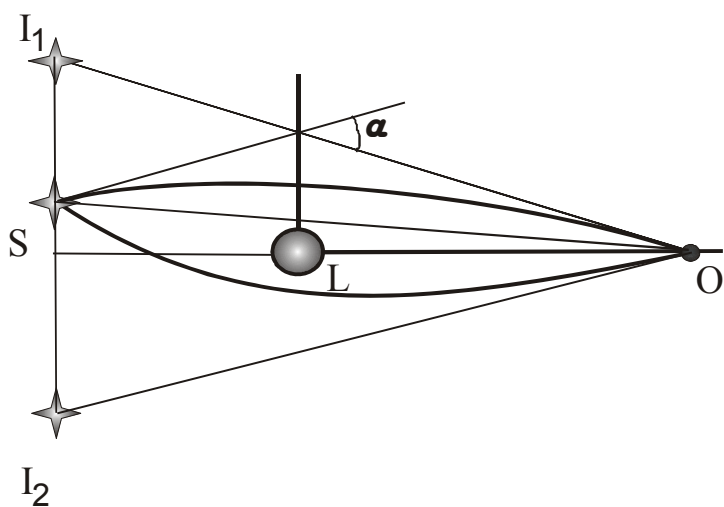


Рис. 19-4

наблюдатель (см. рис. 19-4). Он увидит два изображения  $I_1$  и  $I_2$  одного и того же объекта S. Угловое расстояние между двумя изображениями примерно равно угловому размеру так называемого конуса Эйнштейна — воображаемого круга на небе с центром, совпадающим с центром

линзы, размер которого пропорционален квадратному корню из массы линзы и обратно пропорционален квадратному корню из расстояния до нее от Земли.

Так как оптические пути, формирующие два изображения, различны, то свет идет по ним разное время. И если в объекте произойдет вспышка, то она достигнет наблюдателя вначале по кратчайшему пути, лишь затем по длинному, т.е. повторится во втором изображении (в угловой мере более близком к телу-линзе). Измерив разность моментов прихода сигнала, можно определить и разность оптических путей, что в совокупности с известным угловым расстоянием между изображениями позволяет узнать расстояние до объекта и тела-линзы. В качестве тела-линзы могут выступать различные точечные объекты, например отдельные звёзды, черные дыры или далекие галактики.

## Литература

### Основная

1. Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика, М.: Фрязино, 2006.
2. Кононович Э.В., Мороз В.И. Общий курс астрономии, М: УРСС, 2001.
3. Куликовский П.Г. Звёздная астрономия, М: Наука, 1978.
4. Марочник Л.С., Сучков А.А. Галактика. М., Наука, 1984.
5. Физика космоса, Маленькая энциклопедия, ред. Р.А. Сюняев, М.: Сов. Энциклопедия, 1986.

### Дополнительная

1. Горбачкий В.Г. Введение в физику галактик и скоплений галактик, М.: Физматгиз, 1986.
2. Ефремов Ю.Н. Звёздные острова, М.: Фрязино, 2005.
3. Зонн В., Рудницкий К. Звёздная астрономия, М.: ИИЛ, 1959.
4. Кинг А.Р. Введение в классическую звёздную динамику, М.: УРСС, 2002.
5. Куликовский П.Г. Практические работы по звездной астрономии. М.: Наука, 1971.
6. Михайлов А.А. Курс астрофизики и звёздной астрономии, том II, М: Физматгиз, 1962.
7. Огородников К.Ф., Динамика звёздных систем, М: Наука, 1958.
8. Паренаго П.П. Курс звёздной астрономии, ОГИЗ Ленинград, 1946.
9. Страйжис В. Многоцветная фотометрия звезд, Вильнюс: Мокслас, 1977.
10. Холопов П.Н. Звёздные скопления, М.: Наука, 1981.

Ссылки на многочисленные статьи, которые цитировались в тексте, мы здесь не приводим, поскольку все их легко отыскать по фамилиям авторов публикации по адресу: [http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/xauthor\\_queryform](http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/xauthor_queryform).

## Предметный указатель

- $\alpha$ -элементы, 200  
Абсолютная звёздная величина, 21  
Аккрецированное гало, 123, 161, 204  
Активные фазы в эволюции Галактики, 261  
Апекс, 35, 126  
Апогалактический радиусы орбиты, 238  
Асимптотическая ветвь гигантов, 116  
Астрономическая единица, 30
- Бааде типы населения, 159  
Балдж, 161 166, 264  
Бальмеровский скачок, 25, 46  
Бар в центре Галактики, 106  
Бесстолкновительная звёздная динамика, 216  
Болометрические звёздные величины, 26  
Болометрические поправки, 27  
Ботлингера формулы, 142
- Вебера-Фехнера закон, 20  
Вековые параллаксы, 35, 126  
Вертекс, 137  
Возрасты шаровых скоплений, 118  
Вокулёра закон, 271  
Волны плотности, 244  
Вращение твердотельное. 151  
Вращение кеплеровское, 152  
Вселенной возраст, 121  
Высокоскоростные облака, 189
- Газопылевые комплексы, 191  
Галактическая система координат, 11, 13  
Генетически связанные подсистемы Галактики, 160  
Гершеля звёздные подсчёты, 162  
Герцшпрунга пробел, 98  
Герцшпрунга – Рессела диаграмма, 44  
Гигантские молекулярные облака, 186  
Главная последовательность, 67. 98  
Годичный параллакс, 30  
Голубые бродяги, 99, 121  
Голубые шаровые скопления, 124  
Горизонтальная ветвь, 114, 118  
Гравитационный потенциал Галактики, 231  
Градиент металличности, 208
- Движение Солнца, 127
- Движущиеся группы звёзд, 34, 105  
Джинсовская длина волны, 193  
Динамика звёздных систем, 213  
Диссипация шаровых скоплений, 125  
Дифференциальная функция блеска, 162
- Единое протогалактическое облако, 123, 204
- Звёздная астрономия, 6  
Звёздная динамика, 9  
Звёздная кинематика, 9  
Звёздная статистика, 7  
Звёздные ассоциации, 191  
Звёздные комплексы, 107, 191  
Звёздный газ, 214  
Звздообразование, 191  
Звёзды пекулярные, 54
- Избытки цвета, 76, 80  
Изохроны, 67, 94  
Интеграл площадей, 220, 231  
Интегралы движения, 218  
Интегралы изолирующие, 236  
Интегральная функция блеска, 162  
Интегральные уравнения звёздной статистики, 228  
Иррегулярные силы, 213
- Камма функция, 152  
Каптейна площадки, 163  
Квазистационарное состояние, 10, 216  
Коричневые карлики, 54, 65  
Корона Галактики, 227  
Корона скопления, 90  
Корональный газ, 184  
Коротации область, 246  
Красное сгущение, 98  
Кривая вращения Галактики, 142, 150  
Круговая скорость, 222  
К-эффект, 146
- Линден-Белла потенциал, 223  
Линия нарастающего покраснения, 81  
Лириды, 41, 72, 112  
Локальная система отсчёта, 130  
Лучевая скорость, 17
- Магелланов поток, 189

Межзвёздная среда, 184  
 Меридиональная плоскость, 238  
 Металличность, 196  
 Метод движущегося скопления, 32  
 Метод диаметров, 34  
 Метод звёздных черпков, 162  
 Метод совмещения диаграмм, 39  
 Микролинзирование, 228, 276  
 МК-классификация, 46  
 Модуль расстояния, 22  
 Молекулярные облака, 194  
  
 Начальная функция масс, 180  
 Нижний предел массы звезды, 194  
 Нижняя точка поворота ГП, 96  
  
 Область медленной эволюции шаровых скоплений, 124  
 ОВ-ассоциация, 104  
 Оорта постоянные, 139, 146  
 Оорта формулы, 144  
 Оостерхофа классы, 112  
 Остаточная скорость звезды относительно центроида, 9, 126, 131  
  
 Паренаго модель, 83  
 Паренаго потенциал, 222  
 Парсек, 30  
 Переменные звёзды, 70  
 Перигалактический радиусы орбиты, 238  
 Поверхностная плотность газа, 188  
 Поглощение селективное, 77  
 Погсона коэффициент, 20  
 Подсистемы Галактики, 159  
 Поле скоростей звёзд, 127  
 Полное поглощение света, 76  
 Полное число звёзд в Галактике, 165  
 Полоса нестабильности, 70  
 Последовательность непокрасневших звёзд, 81  
 Пояс Гулда, 107, 139, 146  
 Престона индекс, 198  
  
 Радиант, 32  
 Регулярные силы, 213  
  
 Сагиттариус - карликовая галактика, 204  
 Северный полюс Галактики, 11  
 Селективное поглощение, 76  
 Слоевой источник, 115  
 Собственное гало, 123, 161, 204  
  
 Спектральный класс, 45  
 Стремберга ось асимметрии, 134  
 Сферическая подсистема, 159  
  
 Талли – Фишера зависимость, 268, 275  
 Т-ассоциации, 104  
 Теорема вириала, 273  
 Типы населения, 160  
 Толстый диск, 123, 161, 203  
 Тонкий диск, 161  
 Точка поворота, 98  
 Третий интеграл, 237  
 Тригонометрический параллакс, 29  
 Тяжелый звук, 192  
  
 Угол закрутки спиральных ветвей, 243  
 Ультрафиолетовый избыток, 197  
  
 Фотометрические расстояния, 37  
 Фотометрические системы, 22  
 Фрагментация, 192  
 Фундаментальные каталоги, 16  
 Функция блеска, 162  
 Функция интегральной светимости, 109  
 Функция светимости звёзд, 170  
 Функция фазовой плотности, 136  
  
 Хаяши трек, 64  
 Химический состав звёзд, 196  
  
 Центральная черная дыра, 167  
 Центральный парсек, 167  
 Цефеиды, 39  
  
 Шварцшильда эллипсоидальное распределение, 137, 139  
 Шкала высоты, 83  
 Шмидта модель, 225  
  
 Эволюционные треки, 66  
 Эггена группы, 105  
 Эллипсоид скоростей, 137  
 Эллиптичность ШС, 111  
 Эпициклическое приближение, 231  
 Эпициклическая частота, 234  
 Эффект бланкетирования, 81  
  
 Ядро Галактики, 125, 167, 264  
 Ядро скопления, 90  
 Ящичные орбиты, 238