

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ГАЛАКТИК И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ГАЛАКТИК И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

В. Г. ГОРБАЦКИЙ



В.Г. ГОРБАЦКИЙ

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ГАЛАКТИК И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК



ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1986

ББК 22.66
Г67
УДК 524.7

Горбачкий В.Г. Введение в физику галактик и скоплений галактик. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986, 256 с.

Изучение природы галактик и скоплений галактик занимает одно из центральных мест в современной астрофизике. Книга содержит систематическое изложение методов и результатов теоретических исследований свойств галактик, их состава, структуры и эволюции. Особое внимание уделяется газодинамическим процессам, играющим важнейшую роль в эволюции галактик и скоплений галактик. Видное место в книге занимают проблемы, возникающие при изучении активности ядер галактик — наиболее грандиозного из известных науке явлений.

Для специалистов астрономов, физиков, механиков, а также для студентов и аспирантов, обучающихся в этих и смежных областях.

Табл. 11. Ил. 43. Библиогр. 505 назв.

Рецензенты: доктор физико-математических наук *Т.А. Агекян*
кандидат физико-математических наук *А.В. Засов*

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
ГЛАВА I. НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА ГАЛАКТИК	8
§ 1. Морфологическая классификация галактик	8
§ 2. Распределение галактик в пространстве	13
§ 3. Фотометрия и поляриметрия излучения галактик; функция светимости	17
§ 4. Звездное население галактик	22
§ 5. Межзвездная среда в галактиках	25
§ 6. Вспышки сверхновых звезд в галактиках	30
§ 7. Внутренняя кинематика и вращение галактик	33
ГЛАВА II. ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ГАЛАКТИКИ.	38
§ 1. Динамика эллиптических галактик	38
§ 2. Форма эллиптических галактик	43
§ 3. Устойчивость эллиптических галактик	48
§ 4. Массы эллиптических галактик и отношение масса—светимость	52
ГЛАВА III. ДИНАМИКА СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК.	56
§ 1. Распределение плотности в дисковой составляющей и определение масс галактик	56
§ 2. Устойчивость дискообразных звездных систем	62
§ 3. Спиральные волны плотности в дискообразной звездной системе	68
§ 4. Образование перемычек в спиральных галактиках	74
§ 5. Численное моделирование дискообразных звездных систем	77
§ 6. Гипотезы о происхождении волн плотности	79
ГЛАВА IV. ВНУТРИГАЛАКТИЧЕСКАЯ СРЕДА И ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СО ЗВЕЗДАМИ.	83
§ 1. Динамические процессы во внутригалактической среде	83
§ 2. Приток массы и кинетической энергии от звезд во внутригалактическую среду	88
§ 3. Звездобразование и баланс массы межзвездного газа в спиральных галактиках	92
§ 4. Истечение газа из галактик — "галактический ветер"	96
§ 5. Галактическое гало и окологалактические облака	102
ГЛАВА V. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК.	105
§ 1. Действие волн плотности на состояние межзвездного газа	105
§ 2. Альтернативные гипотезы о происхождении спиральной структуры	110
§ 3. Изгибы газовых дисков в спиральных галактиках	113
§ 4. Перенос углового момента в спиральных галактиках	116
ГЛАВА VI. СКОПЛЕНИЯ И ГРУППЫ ГАЛАКТИК.	120
§ 1. Структурные особенности скоплений галактик	120
§ 2. Выявление пространственных группировок галактик; малые группы	124

§ 3. Двойные системы галактик	129
§ 4. Взаимодействие галактик в скоплениях	132
§ 5. Динамическая структура скоплений и групп	138
§ 6. Сверхскопления галактик и наблюдаемая крупномасштабная структура Вселенной	146
ГЛАВА VII. ГАЗ В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК	149
§ 1. Морфологические и физические особенности межгалактической диффузной среды в скоплениях.	149
§ 2. Взаимодействие межгалактического газа в скоплениях с движущимися галактиками	157
§ 3. Взаимодействие межгалактической среды с массивными галактиками скоплений.	162
§ 4. Механизмы нагрева межгалактического газа	166
§ 5. Динамические модели межгалактической среды в регулярных скоплениях.	171
ГЛАВА VIII. АКТИВНОСТЬ ЯДЕР ГАЛАКТИК	177
§ 1. Галактики с активными ядрами; общие свойства	177
§ 2. Излучение активных ядер галактик в непрерывном спектре.	183
§ 3. Состояние газа в окрестности активного ядра	191
§ 4. Гипотезы о природе активности ядер галактик.	195
ГЛАВА IX. СТРУЕВИДНЫЕ ВЫБРОСЫ ИЗ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК	199
§ 1. Структура и внешние характеристики струевидных выбросов	199
§ 2. Физические условия в выбросах из активных ядер	207
§ 3. Модели струевидных выбросов	211
§ 4. Взаимодействие струй с окружающей средой	215
ГЛАВА X. СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ЭВОЛЮЦИИ МЕТАГАЛАКТИКИ	219
§ 1. Начальные возмущения в расширяющейся Вселенной.	219
§ 2. Эволюция адиабатических возмущений на послерекомбинационной стадии	223
§ 3. Образование наблюдаемой структуры Метагалактики	225
§ 4. Теории химической эволюции галактик	228
Приложения	233
Список литературы	237

ПРЕДИСЛОВИЕ

Стремительный рост числа публикаций по проблемам внегалактической астрономии ярко свидетельствует об интересе астрофизиков к этой области науки. Лишь в самых распространенных журналах ежегодно печатается около тысячи работ как наблюдательных, так и теоретических, посвященных изучению галактик, скоплений галактик и Метагалактики в целом. Условия для столь интенсивных исследований были созданы постройкой крупных телескопов и улучшением техники наблюдений, в особенности созданием чувствительных светоприемников, позволяющих наблюдать очень удаленные объекты. Сильно возросли возможности проведения численных экспериментов. Немало способствовали повышению интереса к изучению галактик грандиозные явления активности их ядер. Как указанные, так и другие причины привели к тому, что исследование мира галактик стало одним из основных предметов современной астрофизики. Вместе с тем конкретные результаты в теории физических процессов, происходящих в галактиках, все еще очень скромны. В связи с трудностями наблюдений слабых объектов — особенно из-за малого разрешения — достаточно детальное исследование возможно только для самых близких галактик, и поэтому данные о структуре галактик весьма ограничены. В качестве примера недостаточности многих, казавшихся естественными гипотез и представлений можно указать на господствовавшее в течение десятков лет мнение о том, что наблюдаемое сжатие эллиптических галактик обусловлено их быстрым вращением. В свете новых наблюдений оно оказалось неверным. Что касается результатов численных экспериментов, то они большей частью основываются на грубых исходных предположениях, и результаты различных авторов не только не совпадают, но иногда даже противоречат один другому.

Обилие новой информации о галактиках привело к тому, что в книгах, посвященных внегалактической астрономии (а на русском языке их очень мало), многие разделы устарели. Нет монографии, в которой освещалось бы современное состояние исследований в области физики галактик и иерархически более крупных образований. Труды симпозиумов и содержащиеся в них обзоры не дают полной картины — они кратки и материал в них в достаточной мере не систематизирован.

Поскольку самосогласованной теории происхождения галактик и их эволюции пока нет и не выяснена достоверно даже качественным образом природа многих процессов, происходящих в галактиках и скоплениях (например, образование структуры, устойчивость, причины активности ядер), то монографическое изложение физики галактик и скоплений яви-

лось бы явно преждевременным. Тем не менее уже получено много сравнительно надежных результатов, которые со временем войдут в полную теорию. Систематическое описание их и сопоставление на этой основе различных гипотез и моделей кажутся своевременными. Этой цели и служит предлагаемая книга. Она не представляет собой ни полного обзора работ по внегалактической астрономии, ни учебного курса, хотя отчасти может служить задачам, которые ставятся перед подобными изданиями.

В этой книге читатель сможет найти подробное изложение многих из тех вопросов физики галактик, которые до сих пор рассматривались лишь в журнальных статьях, причем основное место отводится достаточно устоявшимся точкам зрения. Охватить сколько-нибудь подробно все важнейшие проблемы в рамках сравнительно небольшой книги оказалось невозможным. В соответствии с интересами автора повышенное внимание было уделено вопросам динамики внутригалактического и межгалактического газа. По мнению автора, — которое он старается подтвердить материалом соответствующих глав, — эти вопросы явятся ключевыми при создании в будущем обоснованной теории происхождения и эволюции больших звездных систем.

Первая часть книги содержит вопросы, относящиеся к физике нормальных галактик. За этим следуют главы, в которых излагаются современные взгляды на строение скоплений галактик. Две главы посвящены процессам активности галактических ядер и различным гипотезам, объясняющим их природу. В краткой заключительной главе описываются современные гипотезы о происхождении и эволюции галактик и скоплений галактик.

При написании книги использовались главным образом работы, опубликованные в период с 1976 до 1983 г. Частично также учтены работы, вышедшие в свет в 1984 г. Чтобы не увеличивать и без того огромного числа библиографических ссылок, во многих случаях даются лишь ссылки на обзоры и итоговые работы, где содержится более полная библиография.

В столь быстро развивающейся области астрофизики, как физика галактик, возможно и даже обязательно обнаружение новых фундаментальных фактов и выдвижение на их основе новых гипотез. В результате изложение ряда вопросов в этой книге станет устаревшим. Хотя автор вполне сознает это, он решается представить книгу читателям, поскольку она в какой-то мере отражает важный этап в развитии внегалактической астрономии.

Естественно, что изучению физики галактик должно предшествовать ознакомление с физикой звезд и другими отделами астрономии. Для чтения данной книги нужна некоторая подготовка — знакомство с основами астрофизики, физики и математики хотя бы в объеме общих университетских курсов. Принимая во внимание это обстоятельство, а также крайнюю ограниченность объема книги, автор решил отказаться от пояснения в ней общих понятий, таких, например, как светимость, масса, цвета излучения, поверхностная яркость, а также не излагать вопросов, связанных с возможностями современной техники наблюдений и их точностью.

Необходимо сказать об употреблении в книге обозначений различных величин. Автор старался придерживаться традиционных обозначений, но ввести единую для всей книги систему ему не удалось ввиду использования в оригинальных работах разных символов для одних и тех же величин. Отсутствие системы несколько затрудняет чтение, но зато более подробное

ознакомление с тем или иным предметом по оригинальной статье облегчается. Хотя обозначение одной и той же буквой разных величин крайне нежелательно, однако в некоторых, правда немногочисленных, случаях это пришлось сделать. В частности, используется общепринятое обозначение дисперсии (σ) и той же буквой со знаком тильды ($\tilde{\sigma}$) обозначена поверхностная плотность. Азимутальный угол обычно обозначается через φ и та же буква с индексом φ_g использована для обозначения гравитационного потенциала.

Автор пользуется случаем выразить признательность рецензентам Т.А. Агеяну и А.В. Засову, замечания которых позволили избежать многих погрешностей при публикации рукописи и существенно улучшить изложение. Вся рукопись была прочитана Е.В. Волковым, Л.Н. Ивановым и А.Г. Крицуком, а первая глава В.А. Гагён-Торном, сделавшими ряд полезных замечаний, за которые автор выражает искреннюю благодарность.

НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА ГАЛАКТИК

В данной главе приводится краткая сводка результатов наблюдений галактик, полученных главным образом с 1976 по 1983 г. О предшествующих наблюдениях, которые далеко не всегда были достаточно точными, сказано в имеющихся многочисленных обзорах по отдельным проблемам. Цель главы — дать представление о характере имеющейся информации. Приведение большого цифрового материала в данном случае неуместно, поскольку достаточно широко поставленные наблюдения галактик, по существу, только начинаются, и в большинстве случаев они не дают исчерпывающей картины, а лишь указывают на имеющиеся тенденции.

Глава начинается с описания в общих чертах существующей морфологической классификации галактик. Следующий параграф касается проблемы пространственного распределения галактик и чисто феноменологического выделения скоплений и групп галактик, которым посвящены специальные главы — VI и VII. Вопросу о населении галактик — особенно диффузной составляющей — уделено довольно много места, поскольку он является фундаментальным для понимания физики и эволюции звездных систем. Специальный параграф отведен краткому обзору состояния проблемы вспышек сверхновых, роль которых в эволюции галактик трудно переоценить. Последним излагается вопрос о кинематических свойствах галактик, содержащих информацию для изучения динамических свойств в последующих главах.

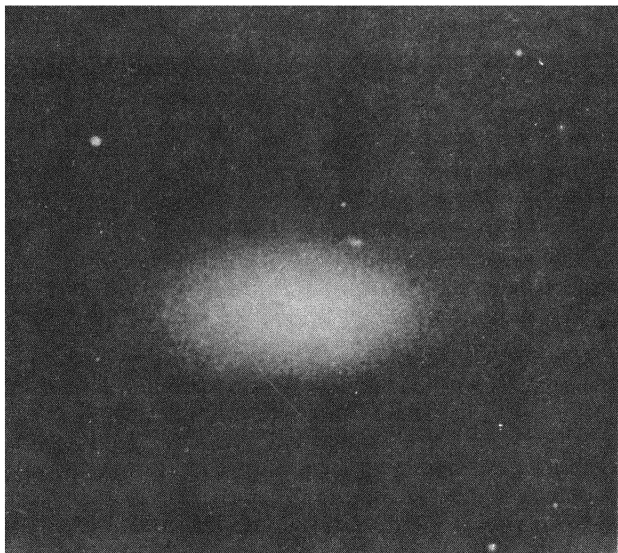
§ 1. Морфологическая классификация галактик

Сохраняющаяся в основных чертах до настоящего времени морфологическая классификация галактик была предложена Хабблом в 1925 г. Сначала он выделил три основных типа галактик: эллиптические (E), спиральные (S) и неправильные (I).

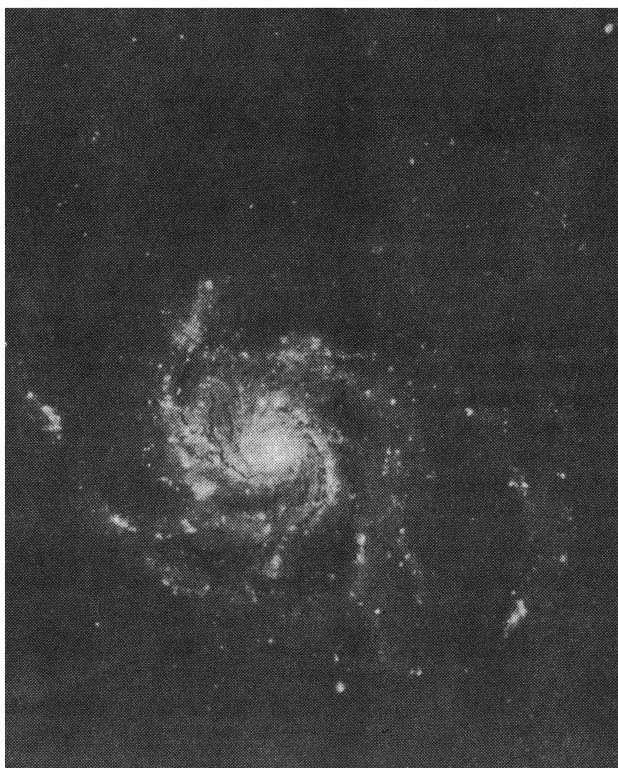
Эллиптические галактики имеют форму сфероида, в них не проявляется внутренняя структура и яркость гладко убывает от центра сфероида

(рис. 1). В зависимости от наблюдаемой величины сжатия $\epsilon = \frac{a-b}{a}$ они относятся к подтипам от E0 ($\epsilon = 0$) до E7 ($\epsilon = 0,7$).

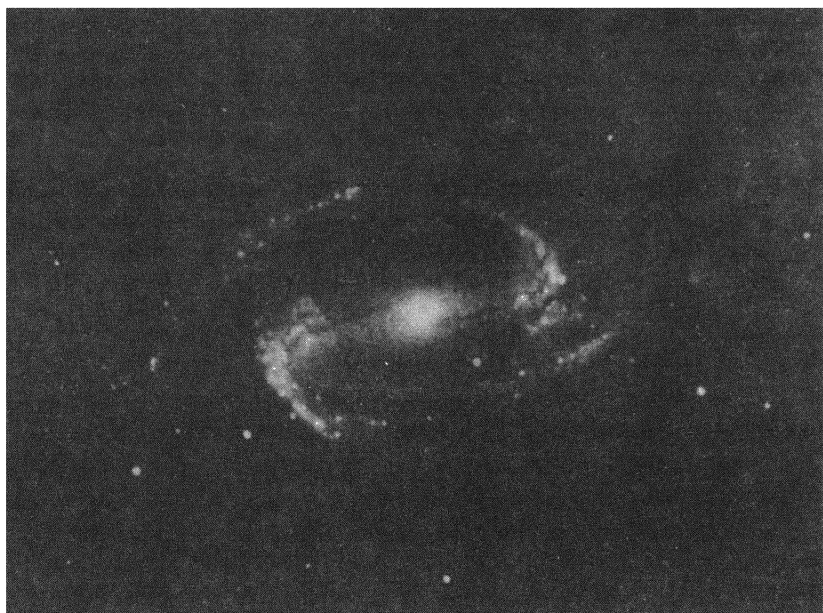
Спиральные галактики характеризуются присутствием спиральных ветвей, выходящих или из центра галактики (рис. 2) или из концов перемычки "бара" ("bar"), проходящей через центр. В последнем случае галактики обозначают SB (рис. 3). В центральной области спиральной галактики выделяют почти сферическое образование, похожее на эллиптическую галактику, —



Р и с. 1. Эллиптическая галактика



Р и с. 2. Спиральная галактика



Р и с. 3. Галактика с перемычкой

его называют "балджем" ("bulge"). В той же области наблюдается тонкое образование, называемое ядерным диском. Плоскость этого диска совпадает с плоскостью спиралей, в которые он и переходит вне ядерной области. У некоторых из галактик есть более сплюснутое, чем балдж, но вместе с тем превосходящее по своей толщине диск образование — линза. Градиент яркости у линзы мал, но на ее краю яркость резко падает. У края линзы начинаются спиральные ветви.

Перемычка в галактике типа SB отличается от балджа тем, что в продольном направлении ее яркость почти не меняется и в этом направлении она резко ограничена. Профиль яркости вдоль малой оси перемычки подобен существующему в балдже.

Неправильные галактики или вовсе не обладают симметрией, или она проявляется очень слабо. Распределение яркости часто очень неоднородное (клочковатое), и четко выделяющейся ядерной области нет.

В дальнейшем классификация Хаббла была дополнена введением класса S0 — линзовидных галактик. По виду они сходны с центральными областями спиральных галактик, в частности имеют ядерный диск, но на периферии у них не видно спиральной структуры. В типе S0 также имеются галактики с перемычкой — они обозначаются SB0.

Спиральные ветви галактик обычно содержат много комплексов звезд классов O и B и областей ионизованного водорода (HII), которые своим излучением и определяют видимую форму спирального узора. В плоскости спиралей содержится пыль, поглощающая излучение, из-за чего при наблюдениях галактики с ребра в плоскости ее симметрии видна клочковатая темная полоска (рис. 4).



Р и с. 4. Пылевая полоса в спиральной галактике

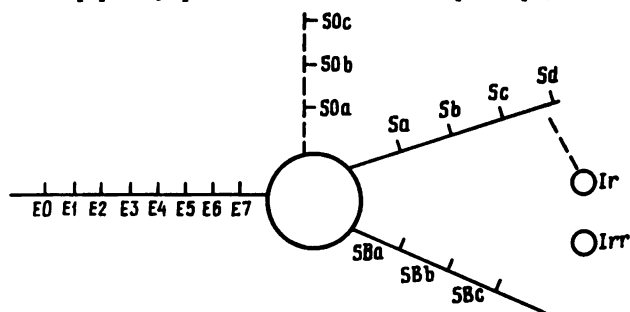
В отличие от спиральных в галактиках типа S0 мало пыли и совсем нет заметных областей HII.

В зависимости от степени закрученности спиральных ветвей, их структуры на фотоснимках (клочковатости), а также от яркости спиралей по отношению к яркости балджа вводятся подтипы Sa, Sb, Sc, Sd (и соответственно SBa, SBb, SBc). Для подтипа Sa отношение яркостей близко к единице, а к Sd отношение яркостей диск – балдж возрастает до десяти. Используются также обозначения Sab, Sbc и т.п. для промежуточных подтипов. Для галактик типа S0 в зависимости от содержания в них нейтрального водорода были введены подтипы [1] S0a, S0b, S0c (хотя это является

отклонением от чисто морфологической классификации). Схема классификации представлена на рис. 5.

Тип S0 не рассматривается как переходный от E к S (как считалось ранее), а образует последовательность, параллельную последовательности спиралей.

При более детальном изучении галактик с перемычкой в них были обнаружены кольцообразные структуры — внутренние и внешние, исследовавшиеся в работе [2]. Внутреннее кольцо того же размера, что и перемычка,



Р и с. 5. Схема классификации галактик

а внешнее не только больше, но и вытянуто в направлении, перпендикулярном перемычке. Детализации подверглась и классификация, неправильных галактик, переставшая быть после этого чисто морфологической. В соответствии с основным звездным населением галактики она относится к Ir (население I типа по Бааде), Irr (население II типа), или Ir III (звезды классов светимости II–V). Аналогично были разработаны классификации галактик других типов с привлечением не только морфологических признаков. О них подробнее сказано в монографии [3].

Наряду с галактиками, укладывающимися в рамки морфологической классификации Хаббла и называемыми нормальными, существуют особенные ("пекулярные") галактики. Особенно много пекулярных галактик среди взаимодействующих, морфология которых активно изучалась Б.А. Воронцовым-Вельяминовым с сотрудниками, составившими атлас и каталог таких галактик [4]. Атлас пекулярных галактик (их фотоснимков) был составлен также Арпом [5].

Здесь уместно сказать вообще о каталогизации галактик. Один из первых каталогов, широко используемый и в настоящее время, NGC (New General Catalogue) был опубликован в 1888 г. В 1973 г. был издан пересмотренный и исправленный вариант каталога [6]. Был также издан дополнительный каталог IC (Index Catalogue [7]). Широко известный морфологический каталог галактик составлен в ГАИШ [8]. Имеются и другие менее обширные каталоги (см. Приложение 1). При обозначении галактики употребляется ее номер с указанием каталога, например NGC 4486, IC 342 и т.п.

Внешний вид галактики на фотопластинке существенно зависит от условий фотографирования и, в частности, от того, в какой области спектра оно производилось. Фотографии характеризуют излучение лишь в сравнительно узкой области спектра. Так, например, снимки галактики NGC 2903

Р и с. 6. Снимки галактики NGC 2903:
а — в синих лучах; *б* — в желтых лучах

в синей и желтой областях демонстрируют весьма различную структуру (рис. 6). Таким образом, классификация даже нормальных галактик лишь по морфологическим признакам не всегда является уверенной. На классификацию той или иной галактики по фотографии влияет ее наклонность — расположение относительно картинной плоскости. Для пекулярных галактик отсутствие информации о пространственной ориентации может привести к совершенно неверным выводам об их природе.

Хотя, используя только морфологические признаки, трудно создать физически значимую классификацию галактик, основные различия в строении галактик отражаются классификацией Хаббла. Однако в настоящее время нет оснований придавать классификации Хаббла эволюционный смысл, как это часто делалось в 30–50-е годы.

В заключение приведем данные об относительном числе галактик различных типов в поле (исключая скопления и группы галактик) [9]:

$$E : S_0 : S : I = 13 : 22 : 61 : 4.$$

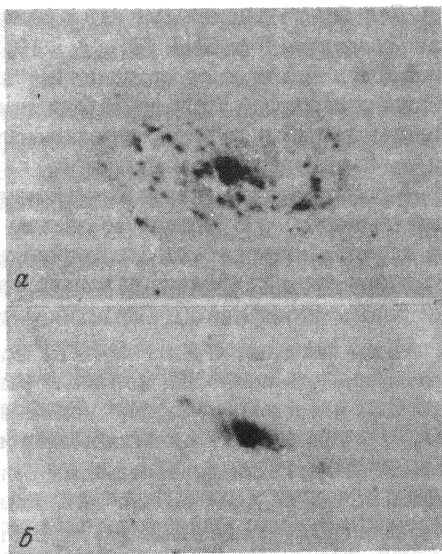
В скоплениях же состав по типам галактик иной — об этом говорится в гл. VI.

§ 2. Распределение галактик в пространстве

Для перехода от видимого распределения галактик по небесной сфере к пространственному их распределению необходимо знание расстояний до галактик. Используется ряд индикаторов этих расстояний. В большинстве своем их описание и анализ их возможностей содержатся в [3]. Многие из методов определения расстояния r основаны на известном соотношении между абсолютной (M) и видимой (m) звездными величинами

$$M - m = 5 - 5 \lg r. \quad (1.1)$$

Величина m измеряется непосредственно. В случае ближайших галактик расстояния определяются по цефеидам с использованием зависимости период — светимость, а также по ярчайшим звездам других типов, для которых величина M считается известной. Поскольку установлено, что у новых звезд в максимуме блеска абсолютная величина одинакова ($M_{\max} \approx -8^m$), то вспышки новых также используют в качестве индикаторов блеска. Погрешность расстояний, определяемых такими методами, составляет 10 – 30 %.



Для более далеких галактик расстояния можно определять по сверхновым звездам. Для SN I $M_{\max} \approx -19^m$, а для SN II $M_{\max} \approx -17,5^m$, так что вспышки видны на расстояниях порядка 10 Мпк и даже больших. Затруднения в применении этого способа связаны с тем, что далеко не всегда удается захватить вспышку в эпоху максимального блеска и, кроме того, часто не удается выяснить тип сверхновой.

Такие объекты, как шаровые скопления, обладающие гораздо большей светимостью, чем отдельные звезды (за исключением SN) используются в качестве индикаторов расстояний до далеких галактик. Однако расстояния при этом находятся довольно грубо, так как дисперсия светимостей шаровых скоплений (в Галактике) сравнительно велика — около 4^m при среднем значении $\bar{M}_V = -8,4^m$. Расстояния можно находить по видимым размерам областей НП, истинные размеры которых считались достаточно хорошо известными. Однако истинные размеры областей НП (наибольший $D_{\max}$ и средний D) оказались зависящими от типа галактики и ее светимости [10]. Различие в размерах велико — $D_{\max} \approx 550$ пк для галактики типа Sc I и $D_{\max} \approx 110$ пк для галактик Ir. Возможно, что дисперсия значений $D_{\max}$ еще выше [3], и поэтому найденные указанным способом расстояния могут быть ошибочными в 2–3 раза. О зонах НП в галактиках говорится подробнее в § 5.

Для большинства удаленных галактик ($r \geq 10$ Мпк) в качестве индикаторов расстояний можно использовать различные свойства галактик, связанные с абсолютной величиной, — их морфологическую структуру, величину поверхностной яркости. Так, например, для спиралей типов Sb–Sc, SBb–SBc, а также для галактик Ir установлена зависимость между формой (для S — с особенностями спиральных ветвей) и светимостью [11]. Критическое обсуждение подобных методов нахождения расстояний содержится в [3].

Космологический эффект разбегания галактик приводит к доплеровскому смещению спектра галактики в сторону длинных волн. Согласно установленному из наблюдений закону Хаббла величина смещения Δr пропорциональна расстоянию r до галактики:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \equiv z = \frac{H}{c} r. \quad (1.2)$$

Коэффициент H называется постоянной Хаббла. Различные определения величины H не вполне согласуются между собой, но можно с уверенностью считать, что значение H находится в интервале от 50 км/(с · Мпк) до 100 км/(с · Мпк).

Для достаточно малых значений z ($\leq 0,1$) используется обычная формула эффекта Доплера

$$z = \frac{v_{\text{рад}}}{c}, \quad (1.3)$$

где $v_{\text{рад}}$ — радиальная скорость движения галактики. При больших значениях z нужно вводить поправки для учета кривизны пространства согласно общей теории относительности.

У близких галактик значение $v_{\text{рад}}$ порядка пекулярной скорости и определение r по z ненадежно.

Для наиболее удаленных галактик ($r \geq 100$ Мпк) метод определения расстояний по наблюдаемой величине z является практически единственным и надежным. К 1983 г. величина z была найдена более чем для 7500 галактик. В частности, известно z для полной выборки галактик с $m < 14,5^m$ (2401 галактика в области неба $\delta \geq 0$, $b \leq -30^\circ$, $b \geq +40^\circ$ [12]). Погрешность определения скорости не превосходит 35 км/с. Эти данные послужили для моделирования крупномасштабного пространственного распределения галактик [13].

Калибровка расстояний до галактик произведена в работе [14]. После сравнения данных, полученных различными способами, ее автор приходит к выводу, что интервал значений H таков: $90 \leq H \leq 100$ км/(с · Мпк).

В 30-е годы на фотографиях неба, полученных при посредстве крупнейших из имевшихся в то время телескопов, были выделены области с сильно повышенной поверхностной концентрацией галактик. Такие флуктуации в распределении галактик получили название скоплений галактик. Наиболее известные из них — скопление в созвездии Девы (Virgo), в созвездии Волос Вероники (Coma), в созвездии Персея. В дальнейшем было показано, что величины z для почти всех галактик в данной области различаются сравнительно мало, и, следовательно, скопление представляет собой пространственно компактное образование.

Обширный каталог скоплений был составлен по картам Паломарского атласа Эйбелом [15]. Он дал очень много материала для статистических и иных исследований скоплений. Критерии выделения скоплений для внесения в указанный каталог следующие:

а) Наблюдается не менее 50 галактик со звездной величиной от m_3 до $m_3 + 2$ (m_3 — величина третьей по яркости галактики);

б) не менее 50 членов содержится в круге радиусом $3h_{50}^{-1}$ Мпк ($h_{50} = \frac{H}{50 \text{ км/(с · Мпк)}}$);

в) $0,02 \leq z \leq 0,2$;

г) $\delta > -27^\circ$.

Каталог содержит 1682 скопления и охватывает площадь небесной сферы $3 \cdot 10^4$ кв.град. В нем приведена фотокрасная звездная величина десятой по яркости галактики скопления (m_{10}) и расстояние, определенное по этой галактике, а также характеристика "богатство". Под "богатством" понимается число членов в интервале от m_3 до $m_3 + 2$. Их менее всего — от 50 до 79 — в первом классе и более всего (> 300) в пятом классе. К первому классу принадлежит 72,8% всех скоплений каталога, к пятому — одно скопление.

Другой крупный каталог, включающий несколько тысяч скоплений, был составлен Цвикки с сотрудниками [16] по снимкам, полученным с тем же 120-см телескопом системы Шмидта, на котором получен Паломарский атлас, но критерии отбора галактик были несколько иными, чем для каталога Эйбелла. Контур скопления определяется как область, где плотность галактик становится вдвое больше, чем в поле.

Помимо указанных, существует ряд более мелких списков и каталогов (см. [3]).

В недавнее время каталог Эйбелла подвергся обстоятельному критическому исследованию [17] путем сравнения приведенных в нем данных с моделированным двумерным случайным распределением на "пластинках". Показано, что значительная доля богатых скоплений каталога — 15 — 30% — "ложные" и не должны учитываться при статистической обработке. В большом числе — от 15 до 25% скоплений — истинное содержание галактик должно быть более чем вдвое меньшим наблюдаемого. В этом случае напрашивается аналогия с первоначальной ситуацией при изучении двойных звезд, среди которых некоторые пары оказались оптическими двойными.

Распределение галактик в пространстве изучалось путем зондирования [18], т.е. определений красного смещения в пределах очень небольших площадок, но с максимально высокой чувствительностью аппаратуры, позволяющей изучать более слабые объекты.

В работе [18] для избранных шести областей, площадью по 2 кв.град. каждая, определены звездные величины и показатели цвета $J - F$ для 512 галактик со звездной величиной в фильтре F до $17,2^m$, т.е. на $3,5^m$ слабее, чем в обзоре [12] *). Отмечены сильные изменения концентрации галактик в масштабах до $50h_5^{-1}$ Мпк, и средняя концентрация галактик в пространстве оказывается иной, чем принималось ранее.

Скопления галактик распределены в пространстве неравномерно. Существуют группы скоплений, содержащие до 15 членов и имеющие поперечник 30—50 Мпк — их называют сверхскоплениями. Сверхскопления отделены друг от друга областями, в которых концентрация галактик в 10—100 раз меньше, чем в скоплениях. Наблюдаемое расположение сверхскоплений дало основание предположить существование своеобразной ячеистой крупномасштабной структуры, в которой скопления располагаются главным образом в виде волокон (или нитей) вдоль границ ячеек. Эти вопросы подробнее рассматриваются в гл. VI.

Наряду со скоплениями наблюдаются группы галактик, содержащие меньше членов, чем скопления, но четко выделяющиеся из общего поля. Число ярких галактик в группе от нескольких до 100. В каталоге [20] приводится 176 групп, содержащих не менее трех галактик каждая. Члены групп имеют сходные радиальные скорости, что подтверждает их пространственную близость.

Полнее других изучена Местная группа, включающая Галактику. В ней содержится также М 31 (тип Sb), известная как туманность Андромеды. На расстоянии от Галактики в 10 раз меньшем, чем до М 31, расположены два ее спутника — Большое Магелланово Облако (БМО) и Малое Магелланово Облако (ММО), относящиеся к типу Ir (возможно со следами спиральной структуры). У галактики М 31 пять спутников, в том числе М 33 (тип Sc). Кроме того, галактики типа dE (карликовые эллиптические галактики) рассеяны по пространству, занимаемому Местной группой — в частности, близкие системы типа галактики в созвездии Скульптора, абсолютная величина в фильтре B $M_B = -11,2^m$, ($r = 110$ кпк) или в созвездии Печи ($M_B = -12,9^m$, $r = 230$ кпк). Список 29 галактик, относимых

*) О характеристиках фильтров J и F см. [19]. Фильтр J близок к V , а фильтр F — к B (см. (1.15)).

к Местной группе, приведен в Приложении 3. Вопрос о том, является ли Местная группа динамически связанной системой, до сих пор не выяснен.

У наиболее слабых галактик, относимых к Местной группе, абсолютная величина $M_B = -6^m - -7^m$ и размеры $D \gtrsim 100$ пк. Они по абсолютной величине слабее ярчайших шаровых скоплений Галактики ($M \approx -9,5^m$, $D \lesssim 50$ пк). Таким образом, по светимости трудно разграничить далекие ("межгалактические") шаровые скопления и слабые галактики dE. Обращает на себя внимание значительное число галактик типа Ir в Местной группе — их около 1/3 всего количества, т.е. существенно больше, чем по общей статистике (§ 1). Все они малой абсолютной величины ($M_B \gtrsim -15^m$). Вероятно, среди галактик очень малой светимости соотношение между принадлежащими к различным морфологическим типам иное, чем указано в § 1. Для большинства слабых галактик, входящих в Местную группу, $M_B > -13^m$ и на расстояниях до выделенных групп $r \gtrsim 10$ Мпк такие галактики не видны. Вообще можно полагать, что у больших галактик обычно имеются карликовые спутники и в пространстве есть очень много карликовых галактик, которые с современными средствами наблюдать не удастся.

Местная группа представляет собой пример сравнительно рассеянной группы. Известно довольно большое число компактных групп, содержащих несколько галактик высокой светимости, например квинтет Стефана, группа VV116, группа вокруг M81. В ряде случаев члены тесных групп настолько близко расположены друг от друга, что должно проявляться гравитационное взаимодействие между ними. В таких случаях говорят о взаимодействующих галактиках. Иногда результаты взаимодействия наблюдаются непосредственно в виде слабо светящихся перемычек, показывающих, что две или более галактики связаны физически. Много примеров взаимодействующих галактик обнаружено Б.А. Воронцовым-Вельяминовым [4], который обратил внимание на существование "гнезд" галактик и конфигураций типа цепочек.

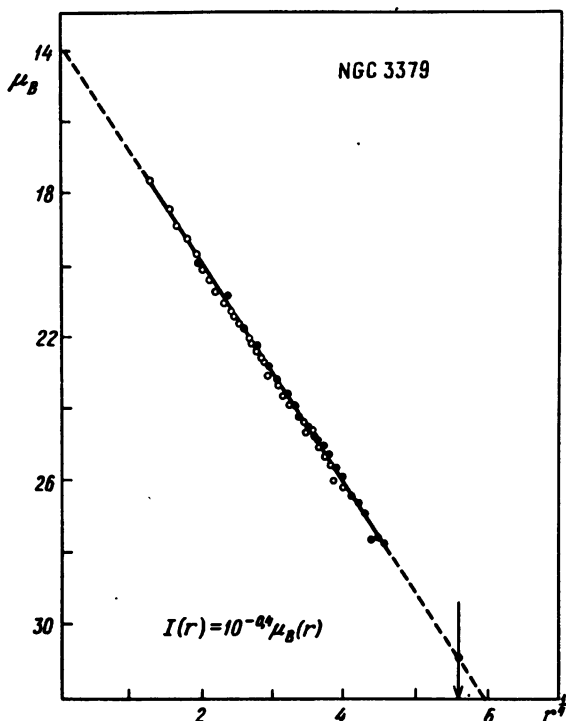
Сравнительно уверенно выделяются динамически связанные системы, состоящие из двух галактик — двойные галактики. По Холмбергу [21], галактика считается двойной при условии

$$\frac{\xi}{D_1 + D_2} \leq 2. \quad (1.4)$$

Здесь ξ — расстояние между центрами галактик, D_1 и D_2 — их диаметры. В двойных системах должно содержаться около четверти всех галактик [21], [22]. В работе [22] предложен несколько иной критерий двойственности и выделено, согласно ему, 603 пары для северной части небесной сферы. Для большинства пар определены лучевые скорости.

§ 3. Фотометрия и поляриметрия излучения галактик; функция светимости

Путем фотометрии пластинки с изображением галактики (а в последнее время и более совершенными светоприемниками) находят распределение поверхностной яркости по галактике. Так как форма и размеры изображения галактики зависят от условий фотографирования (в частности, от экспозиции) и выделение самых внешних областей ограничено яркостью



Р и с. 7. Распределение яркости по эллиптической галактике (по [27])

ночного неба, то для стандартизации материала вводится так называемый радиус Холмберга (R_H). Это радиус изофоты, на которой яркость в фотографической области спектра равна $26,5^m/\square$, что соответствует $1,7L_e/\text{пк}^2$.

Рассмотрим сначала фотометрические свойства галактик типа Е. Распределение яркости $I(r)$ по галактике обычно гладкое. Предлагались различные аппроксимационные формулы для зависимости $I(r)$ (r — расстояние от центра), но лучше всего оно описывается законом Вокулера [23]

$$\lg \frac{I}{I_0} = -3,33 \left[\left(\frac{r}{R_e} \right)^{1/4} - 1 \right]. \quad (1.5)$$

Здесь R_e — радиус, внутри которого (при $r \leq R_e$) содержится половина общего излучения и I_0 — яркость при $r = R_e$. Отклонения от распределения (1.5) встречаются лишь в центральной области галактики (при $r \leq 0,03R_e$). В далеких от центра областях ($r \geq 100R_e$) у ряда эллиптических галактик яркость спадает медленнее, чем по указанному закону (рис. 7).

Основываясь на аналогии распределения яркости по шаровому скоплению с распределением по Е-галактике, для галактик используют выражение, полученное Кингом для шаровых скоплений [24],

$$I(r) \sim \left[\left(1 + \frac{r^2}{R_c^2} \right)^{-1/2} - \left(1 + \frac{R_t^2}{R_c^2} \right)^{-1/2} \right]^2, \quad (1.6)$$

где R_c — радиус ядра. Под этим понимают расстояние в направлении, составляющем 45° с большой осью галактики, на котором яркость уменьшается вдвое по сравнению с яркостью в центре. Через R_r обозначено расстояние, на котором поверхностная яркость начинает падать настолько быстро, что можно считать ее при $r \geq R_r$ равной нулю. Обычно $R_r/R_c = 100-200$. На периферии галактики формула (1.6) плохо представляет наблюдения. Величина R_r зависит от предела, доступного поверхностной фотометрии (т.е. от условий наблюдения), и поэтому ее введение может быть дезориентирующим.

Изофоты эллиптической галактики в ряде случаев не представляют собой подобных эллипсов [25]. Эллиптичность меняется с удалением от центра и, кроме того, оси эллипсов меняют направление [26]. По своему характеру неправильности изофот неодинаковы у различных галактик.

В спиральной галактике присутствуют две совершенно различные по распределению поверхностной яркости системы — балдж и диск. В балдже распределение яркости близко к наблюдаемому у эллиптических галактик. В дисковой компоненте изменение яркости с расстоянием от центра обычно следует экспоненциальному закону

$$I(r) = I_0 e^{-\alpha r}. \quad (1.7)$$

Светимость диска L_D с профилем яркости в виде (1.7) равна

$$L_D = 2\pi I_0 \alpha^{-2}, \quad (1.8)$$

причем половина этой энергии испускается из области с радиусом $R_e = 1,67\alpha^{-1}$. Величина $I_0 \approx 150 L_\odot / \text{пк}^2$. Шкала высот в направлении, перпендикулярном плоскости диска, обычно порядка $0,1\alpha^{-1}$. В среднем $\alpha = 2,3 R_H^{-1}$, причем дисперсия значений α велика [26].

Многоцветная фотометрия галактик широко используется для определения состава звездного населения и выделения областей активного звездообразования. Данные об интегральных показателях цвета $U-B$ и $B-V$ для полутора тысяч галактик, приведенные в [27], показывают следующие пределы изменения этих величин:

$$0,3^m < B - V < 1,0^m, \quad -0,2^m < U - B < 0,6^m. \quad (1.9)$$

Показатели цвета сильно коррелируют с типом галактики. От типов E к Sa и далее к Sc величины $B-V$ и $U-B$ уменьшаются.

Цвета галактик должны быть исправлены за межзвездное поглощение и за красное смещение. Для уплотненных (с точки зрения наблюдателя) S-галактик нужно учитывать и поглощение света внутри галактики, зависящее от ее наклона к картинной плоскости.

Можно отметить эффект покраснения ярких E-галактик по сравнению с более слабыми. При переходе от галактик с $M = -16^m$ к галактикам, у которых $M = -18^m$, величина $B-V$ меняется на $0,25^m$ [28].

Галактики типа S0 в среднем голубее, чем эллиптические ($B-V$ отличается на $0,02^m - 0,05^m$). Градиент цвета у E-галактик существенно выше, чем у S0 [29].

Цвет галактик типа Ir I близок к цвету спиральных ветвей S-галактик. Галактики типа Ir II более красные.

Данные о показателях цвета галактик используются для оценок химического состава звезд — относительного содержания Z тяжелых элементов в них. В соответствии с результатами теоретических расчетов строения звезд, при понижении Z и фиксированной массе звезды гиганты и сверхгиганты должны обладать более высокой температурой и соответственно становиться голубее. Наблюдаемые в галактиках типов E и S0 большие градиенты показателей цвета по радиусу [29] объясняют изменением Z . Теоретически рассчитанная скорость изменения показателей цвета $B - V$ и $V - K$ по расчетам [30] следующая:

$$\frac{\Delta(B - V)}{\Delta \lg Z} \approx 0,4; \quad \frac{\Delta(V - K)}{\Delta \lg Z} \approx 0,6. \quad (1.10)$$

Данные наблюдений градиента показателей цвета для ярких эллиптических галактик [28] в сочетании с (1.10) дали следующий результат [31]:

$$\frac{d \lg Z}{d \lg r} = -0,3. \quad (1.11)$$

Это означает, что содержание тяжелых элементов в эллиптических галактиках уменьшается с расстоянием от центра. Указанные соображения широко используются при исследовании эволюции галактик, но как данные наблюдений, так и результаты расчетов нуждаются в уточнении [32].

В балджах спиральных галактик обнаружен градиент цвета в направлении, перпендикулярном плоскости диска [33]. Величина градиента даже больше, чем в чисто сфероидальных системах. Что касается градиента химического состава газа, то об этом см. § 5.

Функция светимости галактик $\varphi(L)$ определяет число галактик с данной светимостью (на единичный интервал светимости) в единице объема пространства. Поскольку для галактик, входящих в скопление, модуль расстояния можно считать одним и тем же, то наиболее надежные определения $\varphi(L)$ сделаны для скоплений [34]. Вместо светимости часто используют звездные величины m и вводят функцию $N (\leq m)$ — число галактик в 1 Мпк^3 со звездной величиной, не превосходящей m . По ряду скоплений получились следующие эмпирические зависимости:

$$\begin{aligned} \lg N (\leq m) &= k_1 + s_1 m \quad \text{при} \quad (m \leq m^*), \\ \lg N (\leq m) &= k_2 + s_2 m \quad \text{при} \quad (m > m^*), \end{aligned} \quad (1.12)$$

где коэффициенты

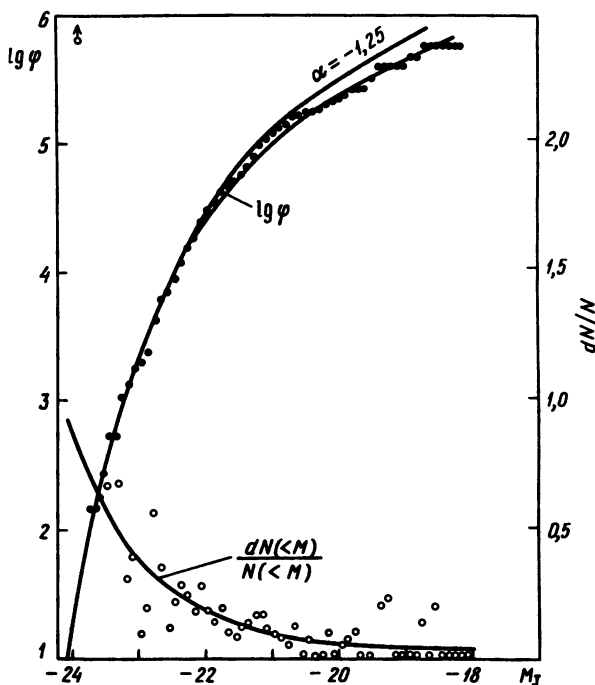
$$s_1 = 0,7 - 0,9 \quad \text{и} \quad s_2 = 0,2 - 0,3.$$

Обычно m^* на 2–3^м больше, чем величина ярчайшей галактики скопления. Для 12 скоплений определено положение точки излома и среднее значение абсолютной величины M_V^* (соответствующей m^*):

$$\langle M_V^* \rangle = -21,16^m \pm 0,15^m + 5 \lg h_5^{-1}. \quad (1.13)$$

Функция $\varphi(L)$ аппроксимируется степенным законом [18] (рис. 8)

$$\varphi(L) dL = \varphi^* \left(\frac{L}{L_*} \right)^\alpha e^{-\frac{L}{L_*}} d \left(\frac{L}{L_*} \right). \quad (1.14)$$



Р и с. 8. Функция светимости галактик (по [18])

Величина L^* представляет (по порядку величин) характерную светимость ярких галактик и φ^* — мера их средней концентрации

$$\varphi^* = 1,50 \cdot 10^{-3} \text{ Мпк}^{-3},$$

$$M_J^* = -21,70^m,$$

$$\alpha = -1,25,$$

где соответствующая длина волны (обозначаемая J) дается условием

$$J = V + 0,35(B - V). \quad (1.15)$$

Эти значения, более точные, чем по скоплениям, найдены по результатам глубокого зондирования [18]. Полученная функция светимости подходит не только для скоплений, но и для групп галактик.

Интегрирование величины $L\varphi(L)$ дает плотность светимости L_T , которая в основном обусловлена яркими галактиками и получается равной

$$L_T = 1,35 \cdot 10^8 L_\odot \text{ Мпк}^{-3}.$$

При $L \lesssim 0,1 L^*$ функция светимости не одинакова для галактик различных типов — галактики типов dE и Ir преобладают по сравнению с S и S0. Что же касается более ярких галактик, то функции светимости для типов S, S0 и E сходны, и значение L^* для них одно и то же (см. [35]). В приведенную функцию светимости не вписываются исключительно яркие галактики типа cD, о которых подробно говорится в гл. VI, и вообще, возможно, что представление $\varphi(L)$ в виде (1.14) не является универсальным.

В области малых светимостей функция $\varphi(L)$ обрезается из-за отсутствия достаточного количества наблюдательных данных.

Новым и перспективным направлением исследований галактик явились поляризационные наблюдения. После того как было открыто явление межзвездной поляризации излучения звезд в Галактике и установлено, что ее причиной является рассеяние света на несимметричных частицах межзвездной пыли ориентированных магнитным полем, наблюдения поляризации стали основным источником сведений о крупномасштабных магнитных полях. В результате большой работы найдено, что магнитное поле направлено преимущественно вдоль спиральных рукавов и его напряженность составляет 3 — 7 микроэрстед. После этого много работ было посвящено поляризационным наблюдениям других галактик. Обзор исследований в этой области содержится в [36].

У галактик, сходных по структуре с нашей системой, вблизи экваториальной плоскости наблюдается темная полоса, образующаяся вследствие экранирования излучения звезд пылью. В таких галактиках существует собственная межзвездная поляризация, вполне аналогичная наблюдающейся в Галактике. Отсюда сделан вывод о сходстве свойств пыли в разных галактиках, а также о присутствии магнитных полей, направленных вдоль спиральных рукавов.

Недавние наблюдения вращения плоскости поляризации радиоизлучения от удаленных источников, проходящего сквозь соседние с нами галактики, не только подтвердили присутствие в них магнитного поля, направленного вдоль рукавов, но, что оказалось особенно интересным, продемонстрировали бисимметричность поля (сводку данных см. в [37]). Это означает, что магнитные силовые линии входят в один из рукавов и выходят из другого, т.е. оба рукава представляют собой единую магнитную трубку. Величина поля составляет, как и в Галактике, несколько микроэрстед.

Сильная поляризация излучения галактик с активными ядрами также указывает на присутствие магнитных полей в излучающих областях. В этих случаях поляризация обусловлена не рассеянием излучения на пылевых частицах, а специфическим механизмом излучения, о котором подробно говорится в гл. VIII и IX.

§ 4. Звездное население галактик

Наблюдаемое излучение галактик представляет собой суммарное излучение находящихся в ней звезд и газа. Поскольку галактика содержит звезды с различными спектрами, ее интегральный спектр оказывается сложным. В коротковолновой области он определяется в основном излучением более горячих звезд (класса F и более ранних), а в инфракрасной части спектр создается излучением звезд поздних спектральных классов. Горячие звезды оказывают существенное влияние лишь на спектры спиральных галактик типов Sb—Sd и неправильных. Средний спектральный класс галактики по синей области (являющийся ненадежной характеристикой) при переходе от типа E к Sc меняется от G4 до F6. В визуальной области спектра у галактик типов E и Sa доминируют линии NaI и MgI.

Интегральные спектры галактик неоднократно пытались моделировать путем подбора звездного населения таким образом, чтобы суммарный

спектр всех звезд совпадал с наблюдаемым спектром галактик. Так, например, подобранному [38] для трех гигантских галактик типа Е звездному составу соответствует относительный вклад в излучение на длине волны λ 5050 Å, характеризующийся следующими числами (в %):

Звезды главной последовательности	45,0
Звезды IV класса светимости	11,0
Звезды классов G III, K III	36,2
Звезды классов M0 III – M5 III	3,3
Звезды класса M6 III	0,6
Звезды шаровых скоплений	3,9

Основную долю по массе у галактик типа Е составляют звезды главной последовательности поздних спектральных классов.

Подобное моделирование сопряжено со значительным произволом. Как показал анализ процедуры составления синтетического спектра, произведенный в работе [39], она дает неоднозначный результат, и параметры, предсказываемые моделью, оказываются ненадежными вследствие погрешностей исходных фотометрических данных.

Спектры отдельных областей галактики удается получать лишь для ближайших галактик — М 31, БМО, ММО, М 32, входящих в Местную систему. В последнее время получены спектральные профили для гигантских эллиптических галактик сD (в частности, для NGC 4486), которые описываются в гл. VI.

Исследование спектра яркой центральной области балджа у М 31 и сравнение с синтетическим спектром показало, что в образовании наблюдаемого спектра главную роль играют звезды класса G8 III, тогда как преобладающими по количеству являются звезды MV. Таким образом, звезды поздних классов (K, M) составляют основную долю по массе не только у галактик типов Е и S0, но и в балджах спиральных галактик. Вклад их в наблюдаемое оптическое излучение сравнительно мал. Возможно, из таких звезд в основном состоят самые внешние области (гало) спиральных галактик.

До сих пор не до конца понятно происхождение сильного избытка излучения в ультрафиолетовой ($\lambda < 2400$ Å) области спектра у галактик типа Е и у балджей спиральных галактик [40]. Если судить по их спектрам в видимой области ($\lambda \approx 5500$ Å), соответствующим классу G, то ультрафиолетовое излучение должно быть в десятки раз слабее наблюдаемого. Пока не удалось установить, к какой области системы относится этот избыток. Возможно, что коротковолновое излучение принадлежит коронам звезд поздних спектральных классов.

Как известно, по распределению скоростей и химическому составу звездное население галактик делится на два типа. К типу I относятся горячие гиганты (с окружающими их областями HII), звезды рассеянных скоплений, долгопериодические цефеиды, SN II. В население типа II входят красные гиганты (класс светимости III), красные карлики (класс светимости V), SN I, звезды типа RR Лиры, шаровые скопления. Население эллиптических галактик и балджей спиральных галактик относится к типу II, тогда как население спиральных рукавов — к типу I. В межукавном пространстве основное население типа II. Однако области HII встречаются и в от-

далении от рукавов, и вообще их распределение, как видно на примере галактики М31, не всегда совпадает с распределением горячих звезд. Это одно из обстоятельств, показывающих сложность выявления спиральной структуры, определяемой, как отмечалось выше, по свечению областей III. Очень существенным является наблюдаемое в ряде случаев отклонение спиральных ветвей от компланарности, указывающее на изгиб плоскости диска.

Для объектов I населения отношение массы к светимости $M/L \approx 10^{-2}$, а для типа II $M/L \gg 1$. О способах и результатах определения масс галактик говорится в следующих главах, а здесь отметим лишь, что для всех галактик $M/L > 1$. Следовательно, население типа II является преобладающим по массе и в дисках спиральных галактик.

В гигантских галактиках типов Sb и Sc, а также в типе Ig встречаются образования, называемые "гигантскими комплексами III" (или сверхассоциациями). Известным примером такого комплекса служит объект 30 Золотой Рыбы — хорошо видимое образование в БМО, состоящее из сотен горячих звезд, погруженных в светлую туманность. Размер области около 600 пк.

Важным структурным элементом галактик являются шаровые скопления. В Галактике их более 200, в М31 — несколько сотен. В эллиптических галактиках содержание шаровых скоплений больше, чем в спиральных. Вычисление среднего числа N скоплений, приходящихся на объем, содержащий звезды с суммарной светимостью $M_V = -15^m$, по выборке из 22 галактик дало следующие результаты [41] (при $H = 75$ км/(с · Мпк)):

$$N = 1,4 \pm 0,3 \text{ (для галактик Sa),}$$

$$N = 0,04 \pm 0,07 \text{ (для галактик Sbc),}$$

$$N = 5,6 \pm 0,5 \text{ (для E и S0).}$$

В балджах спиральных галактик значение N может быть близким к найденному для E-галактик. При оценках предполагалось, что функция светимости скоплений всюду одинакова.

В гигантских галактиках cD встречается аномально большое содержание шаровых скоплений. Так, например, для NGC 4486 $N = 8,2 \pm 4,5$.

При изучении системы из 59 шаровых скоплений [42] в БМО выяснилось, что кинематически они соответствуют дисковой составляющей, тогда как шаровые скопления Галактики принадлежат сферической составляющей. Определение возраста шаровых скоплений Галактики (по диаграмме спектр — светимость на основе теоретических расчетов эволюции звезд) показал, что они старые (возраст более $5 \cdot 10^9$ лет). Шаровые скопления в БМО (и ММО) сильно различаются по химическому составу и по возрасту. Ряд из них содержит горячие звезды, цвет их голубой и возраст $10^8 - 10^9$ лет. По-видимому, аналогичные объекты содержатся и в галактиках М31 и М33 [43]. По форме и количеству звезд они сходны с шаровыми скоплениями Галактики.

Рассеянные звездные скопления удается наблюдать только в галактиках, относящихся к Местной группе. Свойства этих скоплений подробно обсуждаются в [3]. Многие галактики типа dE из Местной группы по звездному составу очень сходны с шаровыми скоплениями. Они состоят из населения

типа II, в них открыто много переменных типа RR Лиры. Однако в некоторых из них встречаются отдельные объекты населения типа I — горячие гиганты, планетарные туманности (например, NGC 185 — спутник M 31, NGC 205). Они встречаются и в некоторых гигантских эллиптических галактиках.

Наблюдения рентгеновского излучения галактик показали, что рентгеновская светимость у большинства из них значительна и составляет 10^{-3} — 10^{-4} от оптической (в интервале энергий 1 — 20 кэВ) [44]. Рентгеновское излучение Галактики возникает в первую очередь в тесных двойных системах, содержащих компактный объект (в частности, нейтронную звезду). Такой системой излучается приблизительно $3 \cdot 10^{37}$ эрг/с. Некоторую долю рентгеновского излучения обеспечивают звезды класса O — каждая из них излучает около 10^{33} эрг/с. Протяженными источниками рентгеновского излучения являются остатки вспышек SN с мощностью порядка 10^{35} эрг/с. Существуют и другие менее мощные, но более многочисленные источники — тесные двойные системы звезд карликов (новоподобные переменные), короны карликов класса M. Наконец, ядра галактик сами по себе испускают рентгеновское излучение.

Ряд дискретных источников рентгеновского излучения выявлен в Магеллановых Облаках и в M 31, а также и в других галактиках. Существенного различия в относительной (по отношению к оптической) величине рентгеновской светимости для галактик разных морфологических типов не обнаружено. По-видимому, природа излучения в этой области у всех нормальных галактик одна и та же.

§ 5. Межзвездная среда в галактиках

В межзвездном пространстве галактик содержится вещество в рассеянном состоянии в виде газа и мелких твердых частиц — пылинок. Как в целом во Вселенной, так и в галактиках газовая среда состоит преимущественно из водорода и является преобладающим компонентом диффузного вещества по массе, а пыль, содержащая главным образом тяжелые элементы, составляет не более 1 — 2% всей массы вещества.

В межзвездном газе водород встречается в трех видах — в нейтральном атомарном (H), ионизованном (H^+) и молекулярном (H_2). Кроме того, он входит в состав более сложных молекул.

Свойства межзвездной среды Галактики (а также кратко и других галактик) подробнейшим образом рассмотрены в монографии С.А. Каплана и С.Б. Пикельнера [45]. Это избавляет от необходимости описывать здесь физические процессы, происходящие в диффузном веществе галактик, и позволяет ограничиваться лишь сообщением новейших наблюдательных данных о нем.

Начнем с изложения данных о нейтральном водороде, который, как известно, эффективно наблюдается методом радиоастрономии на длине волны $\lambda 21$ см, соответствующей энергии перехода между подуровнями основного уровня атома. Полное количество атомов водорода на луче зрения (N_H) оценивается по наблюдаемому потоку излучения в эмиссионной линии по формуле, приведенной в [46] для оптической тонкой среды:

$$N_H \approx 1,8 \cdot 10^{18} \Delta T_L \frac{\Delta \nu_L}{\eta_A} \text{ см}^{-2}, \quad (1.16)$$

где ΔT_L — антенная температура (в К), $\Delta \nu_L$ — полуширина наблюдаемой линии (в $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$) и η_A — эффективность антенны. Полное число атомов водорода получается путем интегрирования (1.16) по наблюдаемой проекции галактики на небесную сферу.

Определения для ряда спиральных галактик отношения массы нейтрального водорода M_H к полной массе галактики показали [47], что эта величина меняется от $\sim 2\%$ для галактик типов Sa–Sab до $\sim 10\%$ для Sd. В неправильных галактиках содержание водорода выше и может достигать 20 % и даже более.

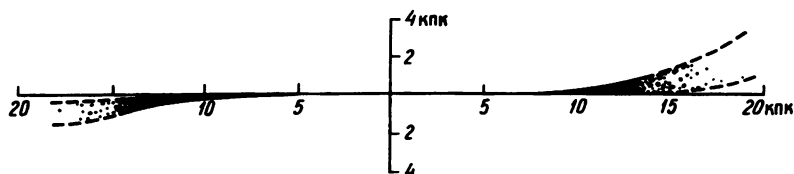
Для ближайших галактик составлены карты распределения в них нейтрального водорода [48]. В галактике M 31 и некоторых других максимум распределения H приходится на расстояние 5 – 10 кпк от центра, как и в Галактике. Кольцеобразность распределения может быть связана с особенностями кинематики или с тем, что водород на меньших расстояниях существует в основном в виде H_2 .

Данные о пространственной протяженности области нейтрального водорода в галактиках противоречивы. С одной стороны, утверждалось [48], что поверхностная концентрация $N_H \gtrsim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (соответствующая границе современных возможностей наблюдения) на расстояниях $(2 \div 3) R_H$ не встречается. С другой стороны, недавние наблюдения показали, что это не всегда так [49]. Имеются галактики у которых $N_H \approx 3 \cdot 10^{19}$ на расстоянии от центра $r \gtrsim 3R_H$ (например, NGC 628, M 101, NGC 4565, NGC 7591). В работе [50] приведен список 37 галактик с окологалактическими водородными оболочками. У галактик типа Sa из этого списка концентрация H на уровне $N_H = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ достигается на $r = 5R_H$. Большая протяженность оболочек у галактики NGC 2715 (тип Sc), для которой $M_H/M_{\text{полн}} = 0,26$. Вместе с тем имеется общая тенденция — радиус области нейтрального водорода не превышает существенно R_H , причем у изолированных галактик он меньше, чем у галактик с видимыми спутниками. Отметим, что у ряда галактик более 40%, а в отдельных случаях 70–90% массы нейтрального водорода лежит вне R_H [51]. Структуру газа на периферии галактики из-за низкого разрешения определить трудно. Внутри галактик типа S распределение H следует преимущественно спиральным рукавам, но бывают и значительные отклонения от этого. Контраст плотности H между рукавами и межрукавным пространством составляет от 2 до 10. У галактик типа SB нейтральный водород наблюдается не только в спиральных рукавах, но также в перемычке и в центральной области.

Следует иметь в виду, что уменьшение (или замедление роста) величины N_H к периферии галактики не обязательно свидетельствует об уменьшении там содержания водорода. Во внешних областях водород может быть ионизован высокочастотным излучением межгалактической среды [52].

Толщина газового диска определена лишь для небольшого числа галактик [51]. В этих случаях, как и в Галактике, она возрастает от нескольких сотен парсеков во внутренних областях до ~ 1 кпк на периферии. У самого края наблюдаемой оптически области толщина газового диска может сильно увеличиться вследствие уменьшения тяготения со стороны звездного диска. В галактике типа Ig толщина слоя нейтрального водорода по отношению к поперечному размеру значительно больше, чем у спиральных галактик.

У галактик, наблюдаемых с ребра, отмечен изгиб газового диска — отклонение его от плоской формы (рис. 9). Это имеет место и для галактик М 31 и М 33, видимых не с ребра. Из статистических соображений следует, что изогнутые диски являются достаточно устойчивыми. Встречаются и отклонения дисков от осевой симметрии — так называемые овальные перекашивания. Во внешних областях распределение газа бывает односторонним, что может служить указанием на асимметричность распределения масс в галактиках [53].



Р и с. 9. Схема изгиба газового диска Галактики (по [51])

Содержание нейтрального водорода у большинства эллиптических галактик низкое — менее чем $10^{-4} M_{\text{полн}}$ [54]. Однако у некоторых из галактик типа Е (например, NGC 4278) количество водорода на порядок выше указанного — всего в 5 раз меньше, чем в типе Sbc. Газ в NGC 4278 образует диск (возможно, со спиральным узором и депрессией плотности в центре). Это образование напоминает спиральную галактику также в отношении изгиба плоскости диска и овального перекашивания.

Среди линзовидных галактик (типа S0) есть объекты, почти столь же богатые нейтральным водородом, как и спиральные галактики (например, NGC 4203, где $M_H \approx 10^9 M_{\odot}$). В большинстве же случаев содержание газа в S0-галактиках мало, и в этом отношении они напоминают эллиптические галактики [51]. Здесь уместно сказать, что в отношении классификации ряда галактик, как принадлежащих к типу S0, существует неуверенность.

Водород в молекулярной форме наблюдать затруднительно, так как длины волн спектральных линий у этой молекулы расположены в далекой ультрафиолетовой области ($\lambda < 1108 \text{ \AA}$). Поэтому для определения содержания молекулярного водорода в межзвездной среде используют косвенный метод. Сравнительно легко наблюдается радиометодами и в ультрафиолетовой области излучение молекулы CO. Считая величину отношения n_{H_2}/n_{CO} известной, из данных о содержании CO находят и содержание H_2 . Содержание молекулярного водорода в галактиках, полученное указанным способом, составляет 10–30% от общего количества газа [55]. Для Галактики это отношение может быть более 30%. По-видимому, в других галактиках, как и в Галактике, основная доля молекул H_2 содержится в гигантских облаках с массой одного облака ($10^5 - 10^6$) $M_{\odot}$. Характерные размеры облака 15 – 20 пк, средняя концентрация молекул водорода в них $\langle n_{H_2} \rangle \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$. Облака, по-видимому, находятся между спиральными рукавами. Обзор данных о молекулярных облаках в галактиках дан в [56].

В межзвездной среде галактик наблюдалось излучение и от других молекул — OH, HCN, H_2CO . Области наивысшей концентрации молекул сов-

падают с областями, где отмечается наибольшее количество межзвездной пыли. Это не удивительно, так как по современным представлениям молекулы образуются на пылевых частицах (см. [45]).

Пыль входит в состав газовых облаков и, как правило, выявляет свое присутствие наличием темной полосы вблизи плоскости симметрии галактики. Толщина слоя, содержащего пыль, составляет 0,1 — 1 кпк, причем он бывает в одних случаях сплошным, в других — клочковатым. В некоторых галактиках (например, в NGC 891) пылевые конденсации наблюдаются на большей высоте над галактической плоскостью, иногда в форме волокон или отдельных параллельных темных полос (NGC 3031). Особенно сложна морфология пылевых образований в области линзы [3]. Встречаются спиральные галактики с одинаковой видимой структурой, но существенно различающиеся по содержанию пыли (например, NGC 4293 и NGC 3898). Причины этих различий не выяснены.

Свойства пыли в галактиках определяются по наблюдениям показателей цвета. Подробно об этих определениях говорится в работе [57]. Образуются пылевые частицы, по-видимому, из вещества, выбрасываемого звездами в процессе их эволюции. Об этом свидетельствует присутствие околозвездных оболочек, излучающих в далекой инфракрасной области, у нестационарных звезд различных типов (Be, долгопериодические переменные и др.). Возможные механизмы образования пылинок и их физические свойства подробно обсуждаются в монографиях [45], [58].

Значительное количество газа — порядка 0,1 от общей массы — в спиральных и неправильных галактиках содержится в областях ионизованного водорода, зонах H II. Размеры такой зоны — десятки парсеков, но в том случае, когда находящиеся достаточно близко области H II сливаются, может образоваться гигантская зона H II размерами 1 — 3 кпк, с массой газа в ней, достигающей до $10^6 M_{\odot}$.

В ближайших галактиках (в частности, в M 31) обнаружены сотни зон H II и изучено их распределение по галактике и по размерам [59]. В основном распределение этих областей в галактике близко к распределению нейтрального водорода — они располагаются в спиральных ветвях. Однако имеется и более сложная структура — видна асимметрия распределения, а иногда кольцеобразные образования [59].

Распределение диаметров зон H II в неправильных галактиках имеет экспоненциальную форму [60]. Число N областей с диаметром, превосходящим D , равно

$$N = N_0 e^{-D/D_0}, \quad (1.17)$$

причем величина D_0 зависит от светимости галактики

$$\lg D_0 = -1,76 - 0,206 M_B, \quad (1.18)$$

где D_0 в парсеках.

Газ в зонах H II ионизируется излучением горячих звезд класса O, а спектр выходящего из них излучения характеризуется наличием эмиссионных линий H, ионов O II, O III, N II и других элементов. Физические процессы, приводящие к образованию эмиссионных спектров, описаны в ряде монографий, в частности в книге В.В. Соболева [61]. Возбуждение ионов, за которым следует излучение в частотах соответствующих спектральных линий, происходит путем электронных ударов. Потеря энергии электро-

нами при столкновениях ведет к охлаждению электронного газа. Поскольку отношение интенсивностей эмиссионных линий определяется главным образом величиной электронной температуры, то оно зависит от содержания тяжелых элементов в газе. Результаты многократно производившихся расчетов относительных интенсивностей эмиссионных линий приведены в [45].

Наблюдения спектров областей III в галактиках показали [62], что отношение интенсивностей различных линий $\left(\frac{[\text{NII}]}{[\text{OII}]}, \frac{[\text{OIII}]}{H_{\alpha}} \text{ и др.} \right)$ сильно зависит от расстояния данной области до центра галактики. Это приписывают в первую очередь различиям в химическом составе газа в зонах III, связанным с градиентом величины Z в галактике. В центральных областях спиральных галактик Z бывает велико и превосходит $Z_{\odot}$. [63].

Помимо эмиссионного спектра отчетливо выделенных зон III, эмиссионные линии присутствуют и в спектрах центральных областей галактик. По отношению интенсивностей линий OI установлено, что степень ионизации газа в ядрах галактик типа Sa преимущественно низка, а у галактик типов Sb и Sc содержание H^+ велико [64].

В обычных эллиптических галактиках очень мало газа и к тому же нет горячих звезд, которые могли бы возбуждать его свечение. Поэтому в E-галактиках области III, как правило, не наблюдаются. Все же присутствие в спектрах центральных областей некоторых из галактик типа E эмиссионных линий указывает на наличие и там ионизованного газа.

Особый тип объектов представляют так называемые "изолированные области III" [65]. Это компактные карликовые галактики, сходные с зонами III по спектру, содержащему интенсивные эмиссионные линии водорода и других элементов. Судя по интенсивности свечения, в таких галактиках должно содержаться много горячих звезд классов O — при общей массе системы на два порядка меньшей, чем у Галактики, полное содержание O-звезд в ней больше, чем в Галактике. Особенностью изолированных областей III является сильно повышенное содержание газа не только в форме H^+ , но и в виде нейтрального водорода (доходящее до 70% от общей массы системы). Содержание тяжелых элементов Z в этом газе очень низкое, на порядок меньше солнечного ($Z_{\odot}$).

Многие из нормальных галактик наблюдались в качестве источников непрерывного радиоизлучения. Сводные данные об их свойствах и перечень обзоров неба на частотах 0,4–5,0 ГГц содержатся в [66]. Больше всего источников (свыше 2000) отмечено в обзоре [67]. Тепловое радиоизлучение спиральных галактик испускается в основном горячим газом, содержащимся в зонах III и областях, нагретых при вспышках сверхновых. Другая компонента радиоизлучения — нетепловое, т.е. синхротронное, представляет собой излучение релятивистских электронов (космических лучей), движущихся в магнитном поле галактики. Синхротронное излучение для электронов, движущихся в однородном поле, поляризовано. Спектр его степенной, и зависимость потока излучения F_{ν} от частоты ν описывается соотношением

$$F_{\nu} \sim \nu^{-\alpha}, \quad (1.19)$$

где $\alpha \approx 0,5-1,0$.

У спиральных галактик типов Sb—Sd преобладающая доля общего потока радиоизлучения ($\geq 90\%$) приходится на долю диска и лишь около 10% на центральную область. В радиоизлучении от галактик типов Sa и S0 доминирует поток, испускаемый центральной областью.

Галактики с активными ядрами являются мощными источниками радиоизлучения, которое создается синхротронным механизмом. В тех случаях, когда наблюдается радиоизлучение эллиптических галактик, оно, как правило, обусловлено активным ядром. Подробно явление активности ядер галактик рассматривается в гл. VIII и IX. Обзор наблюдательных данных о радиоизлучении галактик, как активных, так и нормальных, содержится в [68].

Существует корреляция между яркостью галактик в оптических и радиочастотах [69] — галактики с высокой поверхностной яркостью являются статистически более сильными источниками радиоизлучения. Указанная корреляция, еще ранее обнаруженная М.А. Аракеляном [70], по-видимому, свидетельствует о связи мощности источников радиоизлучения с пространственной плотностью звездного населения.

Распределение радиоизлучения спиральной галактики по z -координате показывает, что область радиоизлучения представляет собой толстый диск (6—8 кпк). Центральные области диска являются сложным по структуре источником непрерывного излучения, подобно центральной области Галактики, являющейся, по-видимому, в этом отношении типичной. У некоторых галактик, например у M 81, подозревается слабая переменность радиоизлучения из центральных областей.

§ 6. Вспышки сверхновых звезд в галактиках

Динамическая и химическая эволюция внутригалактической диффузной среды в сильной степени определяется вспышками сверхновых звезд, которые тем самым оказывают влияние на эволюцию галактики в целом. При вспышке SN в галактику поступает большое количество энергии в виде кинетической энергии взрыва, вызывающего появление ударной волны в межзвездном газе, излучения в различных диапазонах (от радио до рентгеновского) энергии космических лучей. Тяжелые элементы, начиная от Mg и кончая Fe, по современным представлениям образуются в сверхновых, где достигаются достаточно высокие для этого температуры. В результате вспышек SN межзвездная среда обогащается тяжелыми элементами. Таким образом, одним из самых существенных факторов, от которых зависит звездообразование в галактике, являются вспышки сверхновых звезд.

Сверхновые в других галактиках большей частью обнаруживаются путем патрулирования неба при посредстве широкоугольного телескопа системы Шмидта по специальному плану уже около 50 лет. К 1984 г. было зафиксировано более 500 вспышек SN в других галактиках, и этот материал послужил основанием для статистики вспышек по типам галактик. Прежде чем излагать результаты такой статистики, остановимся кратко на описании наблюдаемого процесса вспышки. Подробно о различных аспектах вспышек сказано в монографии И.С. Шкловского [71].

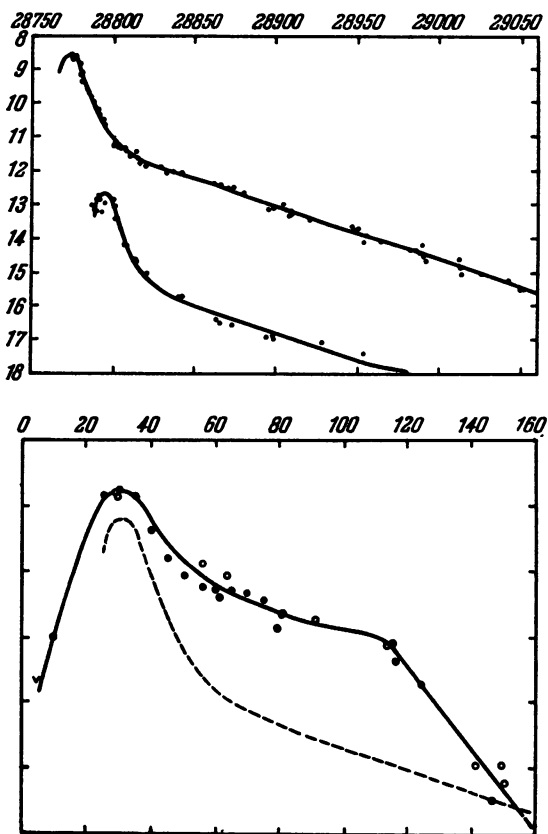


Рис. 10. Кривые блеска сверхновых SN I (вверху) и SN II (внизу)

Сверхновые делятся на два типа по характеру спектра. Каждому типу соответствует своя форма наблюдаемой кривой изменения блеска во время вспышки. Кривые блеска SN I, очень сходные для разных звезд, характеризуются быстрым (в 20 раз за 20–30 суток) и плавным падением блеска (рис. 10). Амплитуда Δm_B изменений блеска $\geq 20^m$ и абсолютная величина в максимуме $M_{\max} \approx -19^m$. Для вспышек SN II свойственно большее разнообразие кривых блеска, причем часто блеск в первые 100 суток после максимума уменьшается медленно. Абсолютная звездная величина в максимуме $M_{\max} \approx -17^m$.

Разделение сверхновых на два типа первоначально лишь по фотометрическим признакам и по виду спектра оказалось отражающим глубокие различия в физической природе объектов, относимых к SN I и к SN II.

В соответствии с современными взглядами на процессы вспышек сверхновых (см., например, [72]), как SN II взрывают массивные ($M_* \geq 10M_\odot$) звезды с достаточно большой массой ядра в конечной стадии своей эволюции. После того как у звезды образовалось ядро с $M_{\text{яд}} \geq 2M_\odot$ (согласно расчетам, железное с углеродно-кислородной оболочкой), оно теряет устойчивость и коллапсирует, переходя в нейтронную звезду или,

при достаточно большой массе, в черную дыру (гипотетическое состояние). При этом в оболочке звезды происходят сложные газодинамические процессы. В зависимости от ряда условий она может разлететься, и тогда возникает вспышка SN II. Может происходить и превращение звезды в черную дыру без сброса оболочки ("беззвучный коллапс"). При массе ядра $M_{\text{яд}} < 1,44M_{\odot}$ в результате термоядерного горения углерода либо сбрасывается только оболочка, либо разлетается все ядро.

Для согласования теории с наблюдениями нужно полагать, что предсверхновая является сверхгигантом с очень обширной (до $10^4 R_{\odot}$) оболочкой.

Развитой теории процессов, приводящих к вспышке SNI, нет. Предполагается, что она связана с неустойчивостью конфигурации, масса которой близка к критической $-1,44M_{\odot}$. Если по какой-либо причине масса превышает это значение, то ядро потеряет устойчивость и коллапсирует со сбросом оболочки. Такая возможность, как предполагают [73], реализуется в тесных двойных системах, где один из компонентов — белый карлик с массой, близкой к критической. В результате аккреции газа от спутника его масса может достичь критической и тогда произойдет вспышка со сбросом оболочки малой массы ($\sim 0,1M_{\odot}$).

В соответствии с описанными представлениями о вспышках сверхновых вспышки типа SN II происходят у массивных звезд, принадлежащих к населению типа I, и они должны наблюдаться только в таких звездных системах, где содержатся массивные, а значит, и молодые звезды. Данные статистики вспышек по типам галактик [71] вполне соответствуют этому выводу (кроме галактик типа Ir).

Эти результаты в общем согласуются с данными ряда других авторов [74]. Крайне существенная особенность — отсутствие SN II в эллиптических галактиках — свидетельствует о том, что в таких системах звездообразование либо давно закончилось, либо образуются только звезды малых масс; массивных звезд там не наблюдается.

Исследование частоты вспышек сверхновых в спиральных галактиках типа Sc производилось на основе вероятностных соображений [75]. Предположено, что вспышки распределяются по закону Пуассона. Путем сравнения определенного теоретически (по заданному распределению галактик) математического ожидания вспышки с имеющим место в действительности найдено, что при $M_{\text{гал}} \approx -20^m$ промежуток времени между вспышка-

Т а б л и ц а 1.1

Частота вспышек сверхновых в зависимости от типа галактики
(по данным на 1974 г.)

Тип галактик	E	SO	Sa	Sb	Sc	Ir I	Ir II
$n_{\text{SNI}}/n_{\text{SN II}}$	5/0	2/0	1/0	3/7	13/(21)	5/0	2/0
n_{SN} (испр.)*	5	4	(2)	(20)	29	5	2
$\text{SN } (10^5 L_{\odot})^{-1}$ (100 лет) $^{-1}$	0,0023	0,0011	(0,0005)	0,0023	0,0143	0,0114	0,010

*) Исправление за наклон галактики к картинной плоскости.

ми SN I равен приблизительно 55 годам, а между вспышками SN II — около 30 лет. Имеется различие значения частоты в зависимости от светимости галактики. Для галактик Sc (II) промежуток времени между вспышками более чем вдвое превосходит соответствующую величину для других классов светимости. Аналогично, частота вспышек для галактик типа Sb также зависит от светимости. По-видимому, это обстоятельство требует модификации метода, использованного в [75] для оценки частоты вспышек.

Вспышка сверхновой представляет собой взрыв в межзвездном газе. В результате затекания газа ударной волной образуется расширяющаяся (со скоростью, равной 10^3 – 10^4 км/с) оболочка. Масса оболочки постепенно возрастает, а скорость расширения падает. О динамике процесса см., например, [76]. Когда размер оболочки достигает нескольких парсек, то она наблюдается в виде приблизительно сферической туманности со сложной структурой, обусловленной действием различных неустойчивостей и неоднородностью межзвездной среды. По массе туманности и ее скорости оценивается энергия, выделившаяся при вспышке в форме энергии ударной волны. Она порядка 10^{51} эрг (для SN II), и это значение соответствует нижней границе полной энергии вспышки.

В течение сотен тысяч лет внутри сферической оболочки, нагретой ударной волной, сохраняется высокая температура — $(1-3) \cdot 10^6$ К. Таким образом, остаток SN представляет собой пузырь ("каверну"), заполненный горячим газом. Значительная доля наблюдаемого рентгеновского излучения галактик, а также длинноволнового излучения (в радиодиапазоне) испускается остатками сверхновых звезд.

Остатки SN являются также источниками синхротронного излучения, что свидетельствует о присутствии в них большого количества релятивистских электронов, причем пополнение релятивистскими электронами происходит и в течение долгого времени после окончания вспышки.

Из наличия в остатках SN релятивистских частиц на основе статистических данных о частоте вспышек был сделан вывод, что SN являются основным источником космических лучей в Галактике [77]. Из уравнения баланса между притоком космических лучей от вспышек SN с расходом их энергии было получено, что в среднем в форме космических лучей при одной вспышке освобождается энергия в количестве $3 \cdot 10^{50}$ эрг.

Излучение в различных диапазонах — рентгеновском, ультрафиолетовом, оптическом, инфракрасном — за время вспышки может достигать 10^{50} – 10^{51} эрг. Суммарная энергия при вспышке SN I достигает 10^{52} эрг (может быть, и превосходит это значение), а для SN II она несколько меньше [71]. Надо полагать, что эти оценки верны не только для галактических сверхновых, но и для вспышек в других галактиках.

§ 7. Внутренняя кинематика и вращение галактик

Скорости движения отдельных звезд в галактиках, как правило, не могут быть определены из-за их удаленности. По наблюдаемому интегральному спектру галактики (или ее достаточно большой области) находится лишь значение дисперсии радиальной скорости σ . Профиль наблюдаемой линии поглощения, создаваемой звездами галактики, благодаря дисперсии

их скоростей расширен эффектом Доплера. Наблюдаемое распределение интенсивности в линии $I'(\lambda)$ связано для каждой длины волны λ_0 с неискаженным профилем $I(\lambda)$ в спектре звезды соответствующего типа соотношением

$$I'(\lambda_0) = \frac{c}{(2\pi)^{1/2} \lambda_0 \sigma} \int_0^{\infty} I(\lambda) \exp \left[-\frac{c^2 (\lambda - \lambda_0)^2}{2 \lambda_0^2 \sigma^2} \right] d\lambda. \quad (1.20)$$

Применение этого соотношения к эллиптическим галактикам, в спектре которых доминируют линии поглощения звезд класса К, дало возможность определить дисперсию в их центральной (наиболее яркой) области и обнаружить корреляцию [78] между дисперсией скорости в центре σ_0 и светимостью галактики L :

$$\sigma_0 \sim L^{1/4}. \quad (1.21)$$

Точность определения σ была в этом случае не очень высокой — погрешность доходила до 25%.

В конце 70-х годов был разработан более точный метод определения дисперсии скоростей по спектрограммам, полученным с многоканальным сканером. Сущность метода заключается в следующем [79]. Находится преобразование Фурье $\hat{G}(k)$ наблюдаемого спектра галактики $G(j)$, линии которого расширены вследствие наличия дисперсии скоростей σ и вращения со скоростью v :

$$\hat{G}_{\text{набл}}(k) = \sum_{j=1}^n G(j) \exp \left(2\pi i \frac{jk}{n} \right), \quad (1.22)$$

где $k = 0, 1, \dots, n-1$ и n — число каналов.

Аналогично находится преобразование Фурье $\hat{S}_{\text{набл}}(k)$ для спектра избранного объекта (например, звезды) с известными z и дисперсией скоростей σ . Преобразование Фурье $\hat{B}(k)$ для функции расширения определяется по теореме о свертке посредством формулы

$$\hat{B}(k) = \frac{\hat{G}(k)}{\hat{S}(k)} = \gamma \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi k s}{n} \right)^2 + \frac{2\pi i k \xi}{n} \right], \quad (1.23)$$

где

$$s \equiv \frac{\sigma}{c \Delta \ln \lambda}, \quad (1.24)$$

$$\xi \equiv \frac{\ln(1+z)}{\Delta \ln \lambda}.$$

В выражение (1.23) входят неизвестные величины s и ξ , представляющие собой дисперсию скорости и логарифмическое красное смещение соответственно. Параметр γ — нормализующий множитель, измеряющий силу линии в галактике по отношению к звездной.

Величины s , ξ и γ находятся путем минимизации функционала

$$\chi^2 = \sum_k \left| \frac{\hat{Q}(k) - \hat{B}(k)}{\Delta \hat{Q}(k)} \right|^2, \quad (1.25)$$

где величина $\dot{Q}(k) = \left[\begin{array}{c} \dot{G}(k) \\ \dot{S}(k) \end{array} \right]_{\text{набл}}$ находится из наблюдений и

$$\frac{\Delta \dot{Q}(k)}{\dot{Q}(k)} = \left[\left| \frac{\Delta \dot{S}(k)}{\dot{S}(k)} \right|^2 + \left| \frac{\Delta \dot{G}(k)}{\dot{G}(k)} \right|^2 \right]^{1/2}, \quad (1.26)$$

причем $\Delta \dot{S}(k)$ и $\Delta \dot{G}(k)$ — флуктуации соответствующих величин ("шумовые").

Таким образом определяются одновременно v и σ вплоть до больших — 6–8 кпк — расстояний от центра галактики. Этот метод применим также к балджам спиральных галактик и галактикам типа S0. Точность метода в два-три раза выше, чем использовавшихся до него.

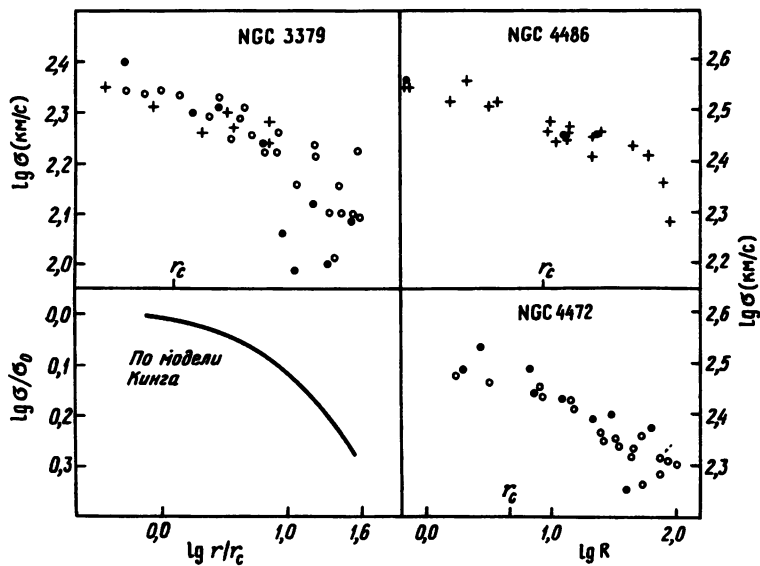
Для ряда эллиптических галактик удалось найти [80] изменение дисперсии σ и скорости вращения вдоль большой и малой осей галактики. Позже число исследованных галактик увеличилось (см. [81], где приведена подробная библиография). Основные результаты этих работ — это подтверждение статистической зависимости (1.21). Причины существования такой зависимости обсуждаются в [82], где высказывается мнение, что она обусловлена ходом химической эволюции галактик (см. гл. X). Приблизительно у половины галактик выборки величина σ уменьшается с расстоянием от центра, у остальных — профиль плоский даже на значительных расстояниях от центра, до ~ 7 кпк (рис. 11). Возможно, что это связано с анизотропией дисперсии — различии между ее величиной в направлении на центр и перпендикулярно к нему [81].

Кривая вращения — зависимость скорости вращения от расстояния до центра — у галактик типа E достигает максимума на расстоянии около 1 кпк и далее остается плоской (см. рис. 11). Скорости вращения порядка 100 км/с недостаточны для того, чтобы создать наблюдаемую сплюснутость сфероида. Кинематическая и фотометрическая большие оси обычно совпадают, вдоль малой оси заметного (со скоростью > 10 км/с) вращения не обнаружено.

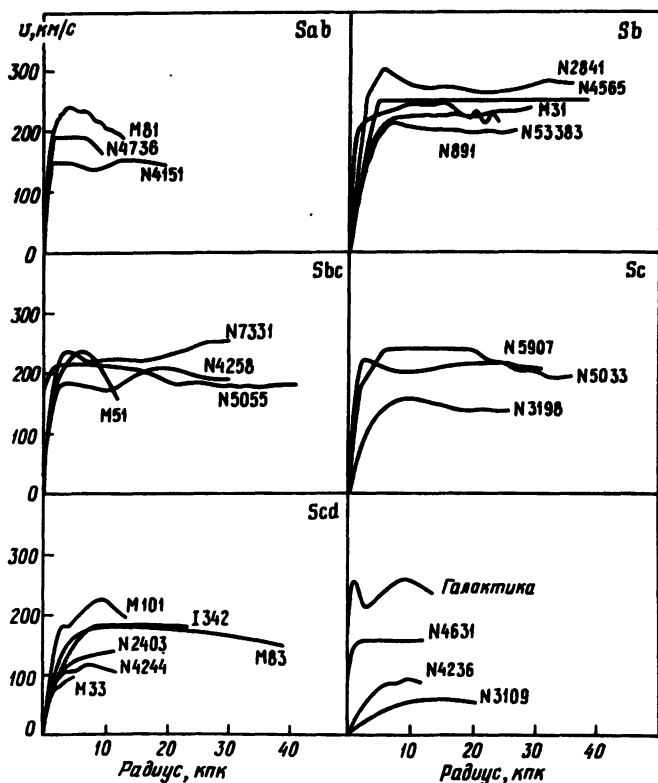
Исследование дисперсии скоростей у балджей галактик типа S и галактик S0 [83] показало, что дисперсия скоростей в этих объектах в среднем на 15% меньше, чем у эллиптических галактик той же светимости. Для них также существует зависимость вида (1.21). По-видимому, имеется сходство кинематики звезд в слабых галактиках типа E ($M_B > -20,8^m$) и в балджах спиральных галактик [84] — это объекты приблизительно одинаковой светимости.

Кривые вращения для дисковой компоненты спиральных галактик получают путем измерения смещений спектральных линий, создаваемых межзвездным газом. Используются при этом главным образом линии H $\lambda = 21$ см, а также эмиссионные линии, принадлежащие зонам III. Величина смещения линий соответствует наблюдаемой скорости вдоль луча зрения $v_{\text{рад}}$, и для получения кривой вращения галактики $v_{\varphi}(r)$ нужно учитывать наклонность плоскости диска i в соответствии с формулой

$$v_{\varphi}(r) = v_{\text{рад}} \cos e c i, \quad (1.27)$$



Р и с. 11. Профиль дисперсии скорости в эллиптических галактиках (по [81])



Р и с. 12. Кривые вращения спиральных галактик (по [85])

справедливой лишь для областей, находящихся на большой оси галактики. Различные способы определения величины i описываются в [3].

Кривые вращения галактики, определяемые по движениям газа, обычно считают относящимися и к звездной составляющей галактики. Справедливость допущения круговой скорости движения газа и звезд в данной области далеко не очевидна, в частности, хотя бы потому, что в газовой среде существенно влияние вязкости (см. гл. III). Движения газа по наблюдениям иногда бывают не круговыми — подробнее см. [3]. Особенно это относится к внешним областям дисков спиральных галактик.

Кривые вращения для расстояний, существенно превышающих оптический радиус, были определены в [85]. Некоторые из них приведены на рис. 12. Хотя они и разнообразны по форме, их общей чертой является возрастание $v_\varphi(r)$ от центра, причем на малых r приблизительно по линейному закону. Эту область до значения $r = R_m$, где величина $v_\varphi = v_{\max}$ — максимальная (или в некоторых случаях до значения, где рост v_φ резко замедляется), называют областью твердотельного вращения.

После достижения значения $v_{\max}$ форма кривых вращения различна, хотя во всех случаях при $r > R_m$ v_φ меняется медленнее, чем при $r < R_m$. В обширном исследовании [86] на основе изучения более чем 100 кривых вращения предлагается разделять их на четыре вида:

- а) $r > R_m$, $v_\varphi(r)$ возрастает;
- б) $r > R_m$, $v_\varphi(r)$ постоянна;
- в) $r > R_m$, $v_\varphi(r)$ убывает;
- г) $r > R_m$, $v_\varphi(r)$ меняется не монотонно.

Величина $R_m \approx 5-6$ кпк и практически не зависит от типа галактики. Нет систематической зависимости R_m и от светимости галактики.

Интересным обстоятельством, выявленным в работе [86], оказывается то, что кривая вращения вида в) бывает лишь у галактики, поблизости от которой на расстоянии $d \lesssim 5D_{\text{гал}}$ ($D_{\text{гал}}$ — наибольший диаметр галактики) находится другая галактика.

Дополнительные данные о кинематике галактик приводятся также в последующих главах при интерпретации наблюдений.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ГАЛАКТИКИ

Эллиптические галактики представляются сравнительно простыми объектами. Они обладают правильной формой, и в них, как правило, не заметно какой-либо внутренней структуры. Несмотря на это, для таких систем трудности исследований — как наблюдательных, так и теоретических — не преодолены, и до сих пор нет окончательного решения почти ни одной из относящихся к эллиптическим галактикам проблем. Однако существенно, что в последние годы удалось уточнить хотя бы постановку многих задач, и это позволило использовать численные методы в теоретических изысканиях. В данной главе сначала даются общие соотношения, применяемые при изучении динамики галактик и позволяющие находить динамические характеристики систем по наблюдательным данным о скоростях движений, затем обсуждается проблема определения формы галактик и излагается метод численного моделирования эллиптической галактики. Далее рассмотрен вопрос об устойчивости формы, представляющий значительный теоретический интерес. Наконец, кратко описаны методы и результаты определения масс галактик.

§ 1. Динамика эллиптических галактик

Из наблюдений галактик следует, как правило, что содержание газа в них по массе сильно уступает содержанию звезд. В первую очередь это относится к эллиптическим галактикам, в которых газа очень мало. Указанный факт служит основанием для того, чтобы при исследовании динамики галактик рассматривать их как системы, состоящие из "звездного газа". Тесные сближения звезд в галактиках происходят редко (см., например, [87]), и обычно звездный газ считают бесстолкновительным. Условие это может нарушаться в ядерных областях галактик, где концентрация звезд высока и достигает $10^6 - 10^7$ звезд в 1 пк^3 .

Динамическое состояние звездного газа описывается кинетическим уравнением Больцмана без столкновительного члена, определяющим функцию распределения звезд $f(\vec{r}; \vec{v})$ в фазовом пространстве ("фазовую плотность")

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{\partial \varphi_g}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} = 0. \quad (2.1)$$

Здесь $\vec{r}$ — вектор, задающий положение звезды в пространстве, и $\vec{v}$ — скорость звезды. Гравитационный потенциал $\varphi_g(\vec{r})$ связан с простран-

ственной плотностью газа $\rho(\bar{r})$ уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \varphi_g = 4\pi G \rho(\bar{r}), \quad (2.2)$$

а плотность $\rho(\bar{r})$ определяется путем интегрирования $f(\bar{r}; \bar{v})$ по всему пространству скоростей $\bar{V}$:

$$\rho(\bar{r}) = \int_{(\bar{V})} f(\bar{r}; \bar{v}) d\bar{v}. \quad (2.3)$$

После умножения (2.1) на v_k ($k = 1, 2, 3$) и интегрирования по пространству скоростей получается очень важное для звездной динамики уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \langle v_k \rangle) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \langle v_i v_k \rangle) = -\rho \frac{\partial \varphi_g}{\partial x_k}, \quad k = 1, 2, 3. \quad (2.4)$$

Здесь введены обозначения

$$\langle v_k \rangle = \frac{1}{\rho} \int_{(\bar{V})} f v_k d\bar{v}, \quad (2.5)$$

$$\langle v_i v_k \rangle = \frac{1}{\rho} \int_{(\bar{V})} f v_i v_k d\bar{v}.$$

Имеет место также уравнение неразрывности звездного газа

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \langle v_i \rangle) = 0. \quad (2.6)$$

Решение системы (2.2), (2.4) и (2.6) при надлежащих начальных и граничных условиях должно описывать состояние звездной системы, но получить его в полном виде очень трудно. Обычно из наблюдений получается информация о дисперсии скоростей. Связать входящие в (2.4) величины с наблюдаемыми, в предположении стационарности системы, можно, введя тензор дисперсии скоростей

$$\sigma_{ik}^2 = \langle (v_i - \langle v_i \rangle) (v_k - \langle v_k \rangle) \rangle = \langle v_i v_k \rangle - \langle v_i \rangle \langle v_k \rangle. \quad (2.7)$$

Уравнение (2.4) для стационарной системы записывается с использованием (2.7) в виде

$$\langle v_k \rangle \frac{\partial \langle v_i \rangle}{\partial x_k} = -\frac{\partial \varphi_g}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \sigma_{ik}^2)}{\partial x_k}. \quad (2.8)$$

Оно становится аналогичным обычному уравнению движения в гидромеханике, если ввести тензор псевдодавления

$$p_{ik} = \rho \sigma_{ik}^2. \quad (2.9)$$

При эллипсоидальном распределении скоростей в каждой точке системы можно ввести величины σ_r и σ_t — дисперсии скоростей в направлении на центр системы и перпендикулярном к нему соответственно, а также параметр анизотропии

$$\beta = 1 - \frac{\sigma_t^2}{\sigma_r^2}. \quad (2.10)$$

С этими обозначениями для сферически симметричной системы уравнение (2.8) принимает вид

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{dr} (\rho \sigma_r^2) + \frac{2\beta \sigma_r^2}{r} = - \frac{d\varphi_g}{dr}. \quad (2.11)$$

Если известна из наблюдений величина σ_r и задано выражение $\varphi_g(r)$, то при посредстве (2.11) определяется величина плотности $\rho(r)$. В общем же случае нужно наряду с (2.11) использовать (2.2). Величина β играет роль свободного параметра.

При сферически симметричном распределении плотности

$$\frac{d\varphi_g}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (2.12)$$

где $M(r)$ — масса, содержащаяся внутри радиуса r , причем

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr. \quad (2.13)$$

В случае, когда псевдодавление изотропно и нет вращения системы, уравнение (2.11) упрощается:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = - \frac{d\varphi_g}{dr}, \quad (2.14)$$

и при политропной зависимости

$$p \sim \rho^\Gamma \quad (2.15)$$

величина ρ определяется уравнением Эмдена.

Дисперсия скоростей звезд в сферической невращающейся системе оценивается по теореме о вириале (см. ниже формулу (2.58))

$$\langle v^2 \rangle = \frac{|\Phi|}{M_{\text{гал}}} = K \frac{GM_{\text{гал}}}{R_{\text{гал}}}, \quad (2.16)$$

где Φ — потенциальная энергия, а $M_{\text{гал}}$ и $R_{\text{гал}}$ — масса и радиус системы. Значение коэффициента K зависит от Γ . Можно ввести для такой системы понятие температуры (рассчитанной на единичную массу m_H) при посредстве формулы

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3kT}{m_H}. \quad (2.17)$$

В работе Кинга [24] получено распределение плотности в сферической звездной системе по видимому распределению яркости. При этом звездный газ принимался квазизотермическим и отношение массы к светимости считалось постоянным для всей системы. Вычисленное по найденному распределению плотности выражение гравитационного потенциала сравнительно часто используется при изучении динамики сферических систем. Оно имеет следующую форму:

$$\varphi_g(r) = \frac{A}{\pi R_c \left[1 + \frac{R_t}{R_c} \right]^{1/2}} \frac{1}{z^2} \left[\frac{1}{z} \arccos z - (1 - z^2)^{1/2} \right], \quad (2.18)$$

где

$$z = \left[\frac{1 + \left(\frac{r}{R_c} \right)^2}{1 + \left(\frac{R_t}{R_c} \right)^2} \right]^{1/2},$$

R_c — радиус ядра, и R_t — радиус системы, считающейся ограниченной. Поскольку при изотермическом распределении масса системы бесконечна, то строго изотермическим является лишь ядро. В дальнейшем для систем такого вида было получено соотношение между центральной плотностью ρ_0 и величиной R_c :

$$8\pi G j^2 R_c^2 \rho_0 = 9. \quad (2.19)$$

Здесь

$$\frac{1}{j^2} = \frac{2}{3} \langle v^2 \rangle = 2\sigma_0^2 \quad (2.20)$$

и σ_0 — дисперсия скоростей вдоль луча зрения в центре.

Динамика эллиптических галактик более сложной формы — трехосных эллипсоидов — может быть изучена при помощи вириального метода. Из уравнения (2.1) получается следующее вириальное уравнение второго порядка (аналогично [88], где предположено равенство нулю давления на границе тела)

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2} = 2W_{ij} + \Phi_{ij} + \Pi_{ij}, \quad (2.21)$$

где тензор момента инерции

$$I_{ij} = \int_{(V)} \rho x_i x_j d\bar{r}, \quad (2.22)$$

тензор кинетической энергии

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \int_{(V)} \rho v_i v_j d\bar{r} \quad (2.23)$$

и тензор потенциальной энергии

$$\Phi_{ij} = \int_{(V)} \rho x_i \frac{\partial \varphi_g}{\partial x_j} d\bar{r}. \quad (2.24)$$

Здесь $\varphi_g(\bar{r})$ определяется обычным способом:

$$\varphi_g(\bar{r}) = -G \int_{(V)} \frac{\rho(\bar{r}')}{|\bar{r} - \bar{r}'|} d\bar{r}'. \quad (2.25)$$

Величина

$$\Pi_{ij} = \int_{(V)} \rho (v_i - \langle v_i \rangle) (v_j - \langle v_j \rangle) d\bar{r} \quad (2.26)$$

в случае постоянной плотности совпадает с тензором p_{ik} в уравнении (2.9). Поэтому ее также можно назвать псевдодавлением.

Покажем, следуя работе [89], как можно найти зависимость между средним значением скорости вращения $\bar{v}_{вр}$ эллиптической галактики и средним значением дисперсии скоростей звезд $\bar{\sigma}$ в ней. При выборе системы координат таким образом, чтобы ось вдоль Ox (ось 1) была наибольшей, а ось вдоль Oz (3) — наименьшей; поскольку тензор Φ_{ij} зависит лишь от распределения плотности в системе, то очевидно,

$$|\Phi_{xx}| \geq |\Phi_{yy}| \geq |\Phi_{zz}|. \quad (2.27)$$

Если система не вращается, то $\frac{d^2 I_{ij}}{dt^2} = 0$. Тогда, как следует из (2.21), либо вдоль оси Ox наибольшее содержание кинетической энергии, а вдоль оси Oz наименьшее, либо имеет место анизотропия "давления" Π_{ik} .

Для галактики, вращающейся вокруг малой оси Oz с угловой скоростью $\Omega_{вр}$, величина $I_{ij}(t)$ находится из выражения

$$I_{ij}(t) = \begin{pmatrix} \cos \Omega_{вр} t & -\sin \Omega_{вр} t & 0 \\ \sin \Omega_{вр} t & \cos \Omega_{вр} t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} I_1 & 0 & 0 \\ 0 & I_2 & 0 \\ 0 & 0 & I_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Omega_{вр} t & \sin \Omega_{вр} t & 0 \\ -\sin \Omega_{вр} t & \cos \Omega_{вр} t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

(где I_1, I_2, I_3 — моменты инерции относительно осей координат), полученного при условии, что при $t = 0$ направление осей координат совпадает с направлением главных осей тензора инерции системы. Дифференцирование (2.28) дает (при $t = 0$)

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2} = \Omega_{вр}^2 \begin{pmatrix} -\delta I & 0 & 0 \\ 0 & \delta I & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

где обозначено

$$\delta I \equiv I_2 - I_1 \geq 0. \quad (2.30)$$

Подставляя (2.29) в (2.21), находим

$$\begin{aligned} 2W_{xx} + \Phi_{xx} + \Pi_{xx} + \Omega_{вр}^2 \delta I &= 0, \\ 2W_{yy} + \Phi_{yy} + \Pi_{yy} - \Omega_{вр}^2 \delta I &= 0, \\ 2W_{zz} + \Phi_{zz} + \Pi_{zz} &= 0. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Соотношения (2.31) показывают, что за счет вращения увеличивается кинетическая энергия в направлении большой оси и уменьшается — вдоль меньшей из экваториальных осей. При изотропном давлении Π_{ik} вращение способствует тому, чтобы система имела форму трехосного эллипсоида.

Введение обозначений

$$\bar{v}_{вр}^2 = \frac{2(W_{xx} + W_{yy})}{M}; \quad \bar{\sigma}^2 = \frac{\Pi_{xx}}{M};$$

$$\delta = \frac{P_{xx} - P_{zz}}{P_{xx}} ; \quad q = \frac{P_{yy}}{P_{xx}} , \quad (2.32)$$

где M — масса системы, позволяет получить из первых двух соотношений (2.31) формулу

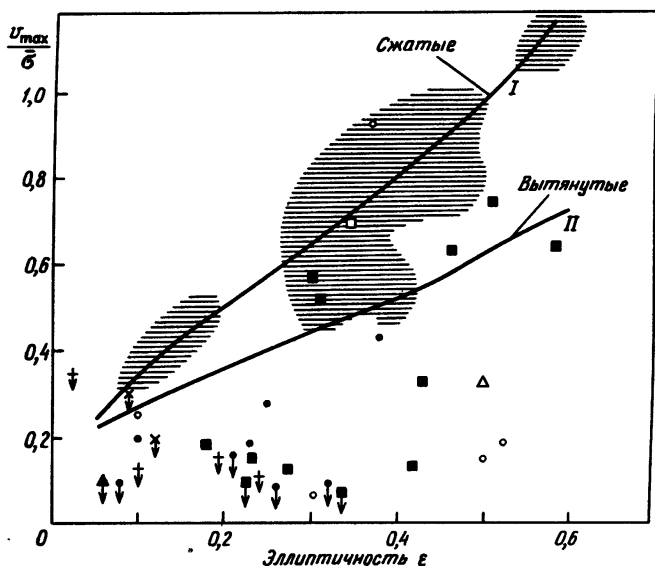
$$\left(\frac{\bar{v}_{вр}}{\bar{\sigma}} \right)^2 = \left[\frac{\Phi_{xx} + \Phi_{yy}}{\Phi_{zz}} \right] (1 - \delta) - (1 + q). \quad (2.33)$$

Смысл введенных обозначений таков: $\bar{v}_{вр}$ — среднее значение скорости вращения в плоскости $(x; y)$, $\bar{\sigma}$ — средняя дисперсия скоростей вдоль большой оси, δ — относительный избыток "давления" вдоль большой оси и q — отношение дисперсий. Величины $\bar{v}_{вр}$ и $\bar{\sigma}$ определяются из наблюдений, и поэтому, используя (2.33), можно получить информацию о тензоре потенциальной энергии системы, а значит, и о распределении звезд в ней.

В том случае, когда поверхности равной плотности представляют собой подобные эллипсоиды, выражение, стоящее в квадратной скобке в (2.33), зависит только от величины отношения осей эллипсоидов [89]. Если при этом фигура оказывается сфероидом, то $q = 1$ и отношение $\bar{v}_{вр}/\bar{\sigma}$ зависит лишь от δ и сжатия сфероида ϵ . В работе [89] рассчитана зависимость указанного отношения от ϵ при разных значениях δ и при учете проектирования скорости вращения на луч зрения для вытянутых (prolate) и сплюснутых (oblate) по отношению к вращению сфероидов. Результаты расчетов были представлены графически и в следующем параграфе они используются для определения наиболее вероятных геометрических характеристик эллиптических галактик.

§ 2. Форма эллиптических галактик

Эллиптическая сфероидальная галактика может иметь форму либо сжатого сфероида, либо вытянутого. Галактики также могут быть не сфероидами, а трехосными эллипсоидами, если оси экваториального сечения не одинаковы. В проблеме формы эллиптических галактик есть два аспекта. Первый, по преимуществу наблюдательный, заключается в определении формы по данным фотометрических и спектральных наблюдений. Второй состоит в теоретическом объяснении существующих форм галактик. Предположение о том, что существуют галактики, имеющие форму трехосного эллипсоида, одним из первых высказал К.Ф. Огородников [87]. Исследование распределения истинных сжатий галактик в скоплениях, произведенное в [90], продемонстрировало возможность того, что не все галактики являются сжатыми эллипсоидами вращения. В последние годы интерес к проблеме возрос, так как оказалось, что скорости вращения эллиптических галактик недостаточны для того, чтобы вызвать их наблюдаемое уплощение [91]. К 1983 г. число галактик типа Е с достаточно хорошо определенными кривыми вращения и значениями дисперсии скоростей до расстояния $r \approx R_e$ составило несколько десятков [92]. Таким образом, возникла возможность применения на обширном материале критерия, установленного в § 1, — выяснения формы галактик по величине отношения $\bar{v}_{вр}/\bar{\sigma}$.



Р и с. 13. Величина $v_{\max}/\bar{\sigma}$ в зависимости от сжатия ϵ (по [95])

На рис. 13 представлены величины отношения $v_{\max}/\bar{\sigma}$ — максимальной скорости вращения к средней величине дисперсии в пределах расстояния $R_e/2$ — и эллиптичность ϵ для 32 галактик с $M_B < -20,5^m$ и для 11 галактик слабее этой величины [92]. Зависимость величины $v_{\max}/\bar{\sigma}$ от ϵ , рассчитанная по [89] для сжатых и вытянутых эллипсоидов, изображена верхней и нижней сплошными линиями соответственно I и II. Линия I соответствует галактикам, сжатие которых обусловлено вращением (безотносительно к наклонности), а линия II соответствует вытянутым галактикам, наблюдаемым вдоль короткой оси экваториального сечения. Выборка содержит сравнительно мало ($< 20\%$) сильно сжатых галактик. Среди ярких галактик, в подавляющем большинстве вращающихся медленно, практически нет таких, для которых зависимость $v_{\max}/\bar{\sigma}$ от ϵ была бы близкой к кривой, рассчитанной для вытянутых эллипсоидов. Что касается слабых галактик, то они вращаются относительно быстрее и могут в своем большинстве быть сжатыми эллипсоидами. При обсуждении данных, представленных на рис. 13, нужно учитывать сложность исключения эффектов, обусловленных различием в пространственной ориентации галактик, и выводы могут иметь только статистическую значимость. Тем не менее можно утверждать, что галактики малой светимости в среднем вращаются существенно быстрее, чем яркие, но и у них скорость вращения не настолько велика, чтобы обусловить наблюдаемое сжатие.

Фотометрические и кинематические данные (см., например [92]) свидетельствуют о том, что эллиптические галактики преимущественно должны быть сжатыми эллипсоидами, вращающимися вокруг малой оси. Хоро-

шее согласие с наблюдаемым распределением свойств галактик — уплощения, изогнутости большой оси изофот — получается при моделировании эллиптической галактики трехосным эллипсоидом [93]. Однако для уверенных выводов о форме эллиптических галактик пока данных недостаточно.

Определение зависимости между $v_{\max}/\bar{\sigma}$ и ϵ для балджей спиральных галактик показало, что они являются сфероидами, причем вращающимися настолько быстро, что деформация в значительной мере может быть обусловлена вращением (см. положение соответствующих точек, обозначенных крестиками на рис. 13). По кинематическим признакам балджи сходны с эллиптическими галактиками малой светимости. Однако трудно сказать, насколько далеко простирается это сходство. В ряде отношений балджи, по-видимому, отличаются от эллиптических галактик, например, по виду функции светимости, по особенностям формы. Среди балджей встречается довольно много образований угловатой формы (box-shaped), чего не наблюдается у эллиптических галактик.

Что касается формы перемиčky, характерной для галактик типа SB, то она близка к трехосному эллипсоиду [2]. Однако по внешним фотометрическим свойствам, а также в отношении динамики перемиčky отличаются от эллиптических галактик. В целом перемиčky вращаются со значительно большей скоростью, чем галактики типа E.

Видимая форма эллиптической галактики зависит от распределения в ней звезд. Звездная плотность, определяемая соотношением (2.3), может быть найдена либо по известной фазовой плотности $f(\bar{r}; \bar{v})$, либо по данным о скоростях движений из уравнения (2.8) при учете (2.2).

Задача об определении $\rho(\bar{r})$ в общем виде оказывается чрезмерно сложной в математическом отношении даже для стационарного случая. В связи с этим при решении ее в конкретных случаях либо накладывают какие-либо условия на потенциал, либо задают форму функции распределения $f(\bar{r}; \bar{v})$. Как известно (см., например, [94]), в стационарной системе f зависит не более чем от пяти первых интегралов движения:

$$f(\bar{r}; \bar{v}) = \tilde{f}(I_1, I_2, I_3, I_4, I_5), \quad (2.34)$$

где

$$I_k = I_k(\bar{r}; \bar{v}), \quad (k = 1, \dots, 5), \quad \frac{dI_k}{dt} = 0. \quad (2.35)$$

От всех пяти интегралов f зависит только в особых случаях — при ньютоновском или гуковском потенциалах.

Для системы, обладающей сферической симметрией, функция f зависит только от двух интегралов

$$f(\bar{r}; \bar{v}) = \tilde{f}(E; L), \quad (2.36)$$

где $E = \frac{v^2}{2} + \varphi_g$ — удельная энергия и L — величина момента количества

движения. Для стационарной осесимметричной системы функция распределения зависит не более чем от трех первых интегралов

$$f(\bar{r}; \bar{v}) = \tilde{f}(I_1, I_2, I_3). \quad (2.37)$$

Если принять, как это часто делали, что в случае осевой симметрии $f(\bar{r}; \bar{v})$ зависит только от двух интегралов — энергии и проекции углового момента на ось вращения, то дисперсия скоростей во всех точках системы оказывается изотропной, а это противоречит наблюдениям, в частности, и для Галактики. Поэтому конструируется третий интеграл движения — такая комбинация $\bar{r}$ и $\bar{v}$, которая остается приблизительно постоянной за время жизни системы (его часто называют квазиинтегралом), — являющийся аргументом $\tilde{f}$. Существование третьего интеграла может быть установлено, и его форма выражена аналитически при некоторых частных видах потенциала. Например, в работе [95] показано, что при потенциале вида (в сферических координатах $r; \vartheta; \varphi$)

$$\varphi_g(r; \vartheta; \varphi) = \zeta(r) + \frac{\eta(\vartheta)}{r^2} + \frac{K(\varphi)}{r^2 \sin^2 \vartheta}, \quad (2.38)$$

где ζ, η, K — произвольные функции; существуют интегралы

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{v^2}{2} + \varphi_g, \\ I_2 &= \frac{1}{2} s_z^2 - K(\varphi), \\ I_3 &= \frac{1}{2} s^2 - \eta(\vartheta) - \frac{K(\varphi)}{\sin^2 \vartheta}. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Величина s , входящая во вторую и третью из этих формул, представляет собой расстояние от оси $\vartheta = 0$, а сами они выражают сохранение составляющей обобщенного углового момента в направлении оси Oz и сохранения полного углового момента.

Для того чтобы задача о движении в поле потенциала (2.38) была самосогласованной, нужно получить распределение плотности, обеспечивающее такой потенциал, а это аналитическим путем сделать не удастся. Вообще для звездных систем отыскивались самосогласованные осесимметричные модели и даже модели в виде трехосных эллипсоидов — об этом подробно сказано в монографии [96], однако ставившиеся при этом специальные условия (например, постоянство плотности в модели [97]) делают указанные модели далекими от реальности.

В случае распределения плотности, зависящего от всех трех координат (в частности, для трехосного эллипсоида), имеет место только один интеграл — интеграл энергии или постоянная Якоби при наличии вращения. Можно полагать, что самосогласованная задача о равновесном распределении плотности в форме трехосного эллипсоида требует потенциала, обладающего двумя неклассическими интегралами движения [98].

В работе [99] была построена численными методами самосогласованная модель галактики, имеющей форму трехосного эллипсоида. Потенциал эллипсоида задан в декартовых координатах (X, Y, Z) в следующем виде:

$$\varphi_g(X, Y, Z) = U(r) - V(r) \frac{2Z^2 - X^2 - Y^2}{2r^2} + W(r) \frac{3X^2 - Y^2}{r^2}. \quad (2.40)$$

Такой вид потенциала связан с принимаемым распределением плотности в галактике $\rho(x; y; z)$ в виде суммы функций

$$\rho(x; y; z) = F(r) - G(r) \frac{2z^2 - x^2 - y^2}{2r^2} + H(r) \frac{3x^2 - y^2}{r^2}. \quad (2.41)$$

Радиальная часть $F(r)$ принимается в форме, соответствующей модели Кинга:

$$F(r) \sim (1 + r^2)^{-3/2}. \quad (2.42)$$

Второе слагаемое правой части (2.41) соответствует сферической гармонике с $l = 2$, $m = 0$ и сказывается в укорачивании оси, направленной по Oz , и удлинении двух других осей, а под влиянием третьего слагаемого (сферической гармонике с $l = 2$, $m = 2$) ось, направленная вдоль Ox , удлиняется, а вдоль Oy — сокращается. Таким образом (2.41) отражает особенности распределения в форме трехосного эллипсоида. Отношение осей эллипсоида выбрано в соответствии с данными наблюдений балджа галактики М 31 — 1:1,25:2. В точках, лежащих на осях эллипсоида, ρ зависит только от r , и благодаря этому функции $G(r)$ и $H(r)$ определяются через $F(r)$ при заданном отношении осей.

Период оборота звезды в галактике в десятки раз меньше времени существования галактики (считаемого порядка хаббловского времени, составляющего $\sim 10^{10}$ лет), и поэтому расчеты движения точек в ней при известном потенциале выполняются сравнительно просто. Орбиты, обладающие двумя квазиинтегралами, являются замкнутыми и при заданном распределении плотности находятся путем проб. Выражения функций $U(r)$, $V(r)$ и $W(r)$, входящих в (2.40), определяются по (2.41) при посредстве уравнения (2.2).

Процедура построения модели галактики в [99] следующая: в поле потенциала (2.40) рассчитывается большое количество пробных орбит и выясняется создаваемое ими распределение плотности. Все пространство разбивается на N ячеек. В каждой ячейке с номером J ($J = 1, 2 \dots N$) орбитой с номером I создается распределение плотности $B(I, J)$. Далее орбиты населяются звездами ($C(I)$ — число звезд на орбите с номером I) так, чтобы модель стала самосогласованной, т.е. чтобы выполнялось условие

$$\sum_I C(I) B(I; J) = D(J), \quad (2.43)$$

где $D(J)$ — плотность в ячейке с номером J по (2.41).

Эффективность указанного способа моделирования должна свидетельствовать о существовании двух квазиинтегралов, но вычисления не дают возможности выяснить их аналитическую форму. Кроме того, возможность численного моделирования эллиптической галактики не может служить доказательством единственности построенной таким способом модели.

При расчетах обнаружилось, что стохастические незамкнутые орбиты образуют семейства, в каждом из которых орбиты тяготеют к замкнутой "родительской" орбите. Большая часть пространства занята орбитами небольшого числа семейств, и ими можно ограничиться.

В соответствии с наблюдениями эллиптические галактики нужно относить к "горячим" системам в том смысле, что дисперсия скоростей звезд преобладает над средними движениями. Для таких систем применение аналитических методов очень затруднительно. Из результатов расчетов следует, что в горячих трехосных системах главные семейства группируются около шести замкнутых орбит — по одной вдоль каждой из главных осей и по одной вокруг каждой оси в плоскости симметрии, перпендикулярной этой оси [100]. В общем получаются нужные для формирования трехосных фигур равновесия орбиты.

При учете медленного вращения фигуры равновесия ($P \approx 10^9$ лет) в ней возникают сложные течения с небольшими скоростями, общий же характер орбит не меняется [101], [102].

Дисперсия скоростей в трехосных моделях анизотропна. Анизотропия псевдодавления является главным фактором, обеспечивающим поддержание трехосной эллипсоидальной фигуры галактики [103]. Это видно прежде всего из соотношений (2.27) и (2.31) и подтверждается непосредственными расчетами [100], [104].

Моделирование распределения плотности в эллиптических галактиках обычно производится в предположении, что распределение массы такое же, как и распределение светимости, т.е. отношение M/L во всей системе остается постоянным. Для реальных галактик это предположение, по-видимому, не оправдывается (см. § 4).

§ 3. Устойчивость эллиптических галактик

Равновесную систему, состоящую из бесстолкновительного звездного газа — галактику — считают устойчивой, если она при отсутствии внешних возмущений сохраняет свою форму в течение достаточно большого времени — порядка хаббловского. Устойчивость эллиптических фигур равновесия несжимаемой жидкости исследовалась неоднократно, результаты этих работ описаны в монографии [88]. С меньшим успехом, но все же довольно часто рассматривалась устойчивость несферических конфигураций при учете сжимаемости среды (см., например, обзор [105]). Что же касается проблем устойчивости самогравитирующих бесстолкновительных систем, то ввиду математических трудностей, с которыми приходится сталкиваться при решении соответствующих задач, пока получено еще очень мало результатов, приложимых к реальным звездным системам. Трудность состоит главным образом в том, что для исследования устойчивости системы должна быть известна функция распределения частиц, которую, как можно было видеть из предыдущего изложения, для эллиптических вращающихся систем пока определить не удастся.

При отсутствии информации о функции распределения, а также для моделей, построенных численными методами, — как, например, для модели Шварцшильда, рассмотренной в § 2, — необходимо применять численные методы исследования устойчивости. В частности, для указанной модели следует изучать устойчивость орбит частиц, т.е. решать по существу небесно-механическую задачу. При устойчивости орбит всех частиц, образующих самосогласованную модель галактики, можно ожидать, что и модель в целом будет устойчивой.

Остановимся сначала на вопросе об устойчивости систем с известной функцией распределения. Обзор работ в этой области содержится в монографии [96] и сборнике [106]. Наиболее общие результаты были получены для сферически-симметричных систем. Если распределение частиц по скоростям в такой системе изотропно и стационарная функция распределения f_0 является убывающей функцией энергии E , достаточное условие устойчивости записывается в виде [107]

$$\frac{d^3 \rho_0}{d^3 \varphi_g^{(0)}} < 0, \quad (2.44)$$

где ρ_0 и $\varphi_g^{(0)}$ — невозмущенные плотность и гравитационный потенциал соответственно. Из (2.44) получается, в частности, что все политропные модели с показателем n , находящимся в интервале $3/2 < n < 5$, устойчивы.

Устойчивость самогравитирующих бесстолкновительных систем аналитически изучена лишь в тех случаях, когда плотность газа ρ_0 не зависит от координат. Потенциал φ_g во внутренней точке трехосного эллипсоида, уравнение поверхности которого

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1, \quad (2.45)$$

известен и выражается следующим соотношением:

$$\varphi_g = -\frac{1}{2} (A^2 x^2 + B^2 y^2 + C^2 z^2) + D. \quad (2.46)$$

Здесь A^2 , B^2 , C^2 и D , зависящие лишь от $\frac{b}{a}$ и $\frac{c}{a}$, выражаются через эллиптические интегралы. При условии равенства ускорения гравитации во всех точках большой оси центробежному ускорению, записываемому в виде

$$A^2 - \Omega_{\text{вп}}^2 = 0, \quad (2.47)$$

в работе [97] получена функция распределения частиц $f(\bar{r}; \bar{v})$ в системе, вращающейся с эллипсоидом:

$$f = \frac{\rho_0}{\pi \beta \mu C s b} (1 - J) \delta(v_x + 2 \Omega_{\text{вп}} y). \quad (2.48)$$

В (2.48) через J обозначена величина

$$J = \frac{v_y - 2 \Omega_{\text{вп}} \frac{b^2 x}{a^2}}{b^2 \beta^2 \mu^2} + \frac{v_z^2}{C^2 c^2} + \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} - 1, \quad (2.49)$$

где

$$\beta^2 = (B^2 - \Omega_{\text{вп}})^2 + 4 \Omega_{\text{вп}}^2 \quad \text{и} \quad \mu^2 = 1 - \frac{4 \Omega_{\text{вп}}^2 b^2}{\beta^2 a^2}. \quad (2.50)$$

Устойчивость эллипсоидальной системы с функцией распределения в виде (2.48) изучена в работе [108]. Рассматривались возмущения, перево-

дящие данный эллипсоид в другой эллипсоид, граница которого описывается уравнением

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 - \epsilon \chi_0, \quad (2.51)$$

где ϵ — малый параметр, а χ_0 — некоторая функция координат и скорости. Возмущенная функция распределения принимается в такой форме:

$$f = \frac{\rho_0}{\pi \beta \mu C b c} \{ [\delta(1 - J - \epsilon \tilde{A}) + \epsilon \tilde{C} \delta(1 - J)] \delta(v_x + 2\Omega_{\text{вр}} y) + \epsilon \delta(1 - J - \epsilon \tilde{A}) \tilde{B} \delta'(v_x + 2\Omega_{\text{вр}} y) \}, \quad (2.52)$$

где $\tilde{A}$, $\tilde{B}$, $\tilde{C}$ — некоторые функции x , y , z , v_x , v_z , t , подлежащие определению. Дифференциальные уравнения, из которых они находятся, получают путем подстановки f в кинетическое уравнение. При этом используется выражение возмущения потенциала $\varphi_g^{(1)}$ (также с неопределенными коэффициентами $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$)

$$\varphi_g^{(1)} = \alpha_1 x^2 - 2i\alpha_2 xy + \alpha_3 y^2 + \alpha_4 z^2. \quad (2.53)$$

Такой вид $\varphi_g^{(1)}$ соответствует возмущениям, сохраняющим направление оси Oz . При посредстве (2.52) вычисляется возмущение плотности ρ_1 и уравнение границы эллипсоида (2.51). Сравнение точного выражения потенциала для эллипсоида (2.51), имеющего плотность $\rho_0 + \rho_1$ с выражением (2.53) дало однородную систему алгебраических уравнений с неизвестными α_i ($i = 1, \dots, 4$). Приравниванием определителя этой системы нулю

$$d\left(\sigma, \frac{b}{a}, \frac{c}{a}\right) = 0 \quad (2.54)$$

получено дисперсионное соотношение, решавшееся численно. Таким образом была найдена область неустойчивости рассматриваемых эллипсоидов по отношению к крупномасштабным возмущениям, переводящим эллипсоид (2.45) в (2.51).

В итоге проведенного довольно сложного исследования оказалось, что сильно вытянутые однородные эллипсоиды ($b/a \ll 1$, $c/a \ll 1$) устойчивы по отношению к крупномасштабным возмущениям указанного вида. Однако по отношению к возмущениям вдоль оси Ox положение иное; такие эллипсоиды сходны с бесконечными цилиндрическими конфигурациями, которые, как известно, являются гравитационно неустойчивыми.

Однородные бесстолкновительные эллипсоиды вращения являются неустойчивыми при любом значении отношения c/a [106].

Кроме рассмотренной модели однородного трехосного эллипсоида, не было получено самосогласованной функции распределения для реалистических моделей эллипсоидальной системы. Модели равновесных систем были предложены в [109] и [110], но на устойчивость они не исследовались. Нет и достаточно общего аналитического исследования устойчивости эллиптических галактик. Устойчивость вращающихся эллипсоидов по отношению к бароподобным возмущениям рассматривалась в [111].

Устойчивость моделей эллиптических галактик, рассчитанных описанным в § 2 способом, устанавливается, как было уже отмечено, исследованием устойчивости рассчитанных орбит звезд. Обычно это делается путем линеаризации уравнений движения и изучения решений линеаризованных уравнений в окрестности исследуемой орбиты. В работе [112] исследовалась устойчивость движений в поле так называемого изохронного потенциала

$$\varphi_g(r; \vartheta; \varphi) = \frac{GM}{b + (r^2 + b^2)^{1/2}} + \frac{\alpha \sin^2 \vartheta}{r^2} + \frac{\beta \cos 2\varphi - 1}{r^2 \sin^2 \vartheta}, \quad (2.55)$$

где r, ϑ, φ — координаты точки в сферической системе и α, β, b — параметры. Выражение (2.55) является частным случаем (2.38), и, следовательно, в поле этого потенциала существуют три изолирующих интеграла вида (2.39), благодаря чему изучение орбит сильно упрощается. Расчеты при различных значениях параметров α и β показали, что движение в поле (2.55) структурно устойчиво — характеристики основных траекторий движения точек в фазовом пространстве не чувствительны по отношению к малым возмущениям.

Результаты исследования устойчивости орбит в поле потенциала указанного вида привели к выводу о возможности существования у трехосных эллиптических галактик двух устойчивых взаимно перпендикулярных дискообразных структур. Кроме того, могут быть и наклонные устойчивые орбиты. С этим обстоятельством в [112] связывается наличие наклонных дискообразных структур в центральных областях эллиптических галактик.

При оценке полученного результата нужно иметь в виду, что существование конфигураций с потенциалом вида (2.55) не является доказательством возможности реализации таких конфигураций среди существующих эллиптических галактик.

В работе [113] сообщается о расчете самосогласованной модели сжатой сфероидальной системы с распределением плотности в виде

$$\rho(r; z) = \rho_n s^n = \begin{cases} \rho_n \left[r^2 + \frac{z^2}{1 - e^2} \right]^{n/2}, & 0 \leq s \leq a, \\ 0, & a < s, \end{cases} \quad (2.56)$$

где r, φ, z — цилиндрические координаты и e — величина сжатия сфероидов, на поверхности каждого из которых плотность является постоянной. Соответствующий распределению (2.56) потенциал может быть найден из уравнения (2.2). Уравнения движения в поле такого потенциала допускают масштабное преобразование

$$\begin{aligned} r &\rightarrow \alpha r, & z &\rightarrow \alpha z, \\ \varphi &\rightarrow \varphi, & t &\rightarrow \alpha^{-n/2} t. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Этот факт сильно сокращает вычислительную работу при расчете множества орбит, необходимых для построения модели путем линейного программирования при посредстве (2.43). Были рассчитаны модели при значениях $n = -1,8$, $e = 0,91$, соответствующих, согласно наблюдениям, балджу Галактики. Из исследования устойчивости орбит по отношению к осесим-

метричным возмущениям численным методом следует, что модели с достаточно малой локальной дисперсией радиальных скоростей неустойчивы. Модели, устойчивые по отношению к осесимметричным возмущениям, могут быть неустойчивыми при бароподобных — продольных — возмущениях. Последнее зависит от соотношения между числом звезд, движущихся по данной орбите в прямом и обратном направлениях. Устойчивость орбит звезд в трехосной звездной системе в общем виде изучалась в работе [114], где выделены различные типы возможных неустойчивостей.

§ 4. Массы эллиптических галактик и отношение масса — светимость

Для стационарной вращающейся эллипсоидальной системы масса может быть оценена при посредстве соотношения

$$2W_H + \Phi_H = 0, \quad (2.58)$$

следующего из (2.31) и выражающего теорему о вириале (псевдодавление на поверхности принимается равным нулю). Сложность движений в эллиптических галактиках и особенности их формы делают такую оценку недостаточно точной, и в настоящее время чаще используются другие методы определения массы.

Величина дисперсии скоростей σ_0 в центре сферической звездной системы, описываемой моделью [24], связана с центральной плотностью ρ_0 и радиусом ядра R_c соотношением (2.19). По известным из наблюдений значениям R_c и σ_0 находится ρ_0 , и поскольку распределение плотности в изотермическом ядре выражается формулой

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left[1 + \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right]^{3/2}}, \quad (2.59)$$

а дисперсия скоростей в ядре в силу его предполагаемой изотермичности постоянна, то масса ядра

$$M(R_c) = \frac{9}{G} \frac{\sigma_0^2}{R_c^2} \int_0^{R_c} \frac{r^2 dr}{\left[1 + \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right]^{3/2}}. \quad (2.60)$$

В работе [115] указанным способом найдены значения массы ядра и от-

Т а б л и ц а 2.1

Отношение M_c/L_c и величина L_B для галактик типа E

NGC	3379	4374	4406	4472	4636	4697	4486
M_c/L_c	7,6	8,5	9,2	7,9	25,0	3,0	13,7
$L_B/10^{10} L_{\odot B}$	2,5	3,2	3,5	8,0	3,3	4,5	5,7

Таблица 2.2

Характеристики четырех эллиптических галактик

NGC	$\frac{b}{a}$	R_e , кпк	$\frac{M}{M_\odot} 10^{-12}$	$\frac{M}{L_B}$
221	0,8	0,17	0,0028	14
741	1,0	20,0	4,1	31
1395	0,8	7,1	1,0	26
7626	0,9	13,0	1,9	29

ношения M_c/L_c (по фотометрии ядра) для семи эллиптических галактик. Данные об отношении масса—светимость приводятся в табл. 2.1. Отношение M/L вдоль радиуса галактики может не быть постоянным вне ядра. Это демонстрируется различием средних значений отношения для ядер и области внутри радиуса R_e , приводимых ниже.

Если по форме система представляет собой сфероид с отношением осей b/a , то связь между центральной дисперсией скоростей σ_0 и массой галактики представляется формулой, полученной при посредстве (2.58) в предположении постоянства M/L [116]*):

$$3\sigma_0^2 = 0,34 \frac{GM}{R_e} \left(\frac{b}{a}\right)^{2/3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}. \quad (2.61)$$

При посредстве этой формулы в [116] были найдены значения массы и отношения для четырех галактик. Они приводятся в табл. 2.2.

При наличии информации о величине дисперсии скорости не только в центре галактики, но и на значительных расстояниях от центра (когда $r \gg R_c$) для нахождения массы галактики используется уравнение (2.11).

Подставляя в (2.11) выражение $\frac{d\varphi_g}{dr}$ из (2.12), имеем

$$M(r) = \frac{r^2}{G\rho(r)} \left[\frac{d(\rho\sigma_r^2)}{dr} + \frac{2}{r} \beta\rho\sigma_r^2 \right]. \quad (2.62)$$

В том случае, когда распределение поверхностной яркости в галактике (при $0,1 \lesssim r/R_e \lesssim 1$) следует закону (1.5), зависимость плотности излучающего вещества от расстояния можно принять в виде [118]

$$\rho \sim r^{-k}, \quad (2.63)$$

где $k \approx 2,3$. При постоянной дисперсии σ_r вдоль радиуса

$$M(r) = \frac{G^{-1}(k-2\beta)k\sigma_0^2}{k-\beta(k-1)} r \quad (2.64)$$

с учетом проекции вдоль луча зрения.

* В работе [117] отмечено, что при более точном учете структуры галактики численный коэффициент в (2.61) может значительно увеличиться (почти вдвое).

Таблица 2.3

Масса и отношение M/L , найденные по формуле (2.62)

Характеристика	NGC 4472	NGC 5813	NGC 4296
$\frac{M(r < r_{\max})}{10^{11} M_{\odot}}$	1,3	1,3	3,9
$\frac{M(r < r_{\max})}{L}$	6	7	6
$r_{\max}$, кпк	2,7	4,5	8

Если же σ_r меняется с расстоянием, то вместо (2.64) получается более сложная формула.

Определенные в [118] значения массы и отношения M/L для трех эллиптических галактик — до расстояния $r_{\max}$, на котором скорость вращения достигает наибольшего значения, приведены в табл. 2.3.

Зависимость $M(r) \sim r$ следует из наблюдений. Вообще, для изотермического шара, находящегося в гидростатическом равновесии,

$$M(r) \sim r T \frac{d \ln \rho}{d \ln r}, \quad (2.65)$$

и при условии (2.63) имеем $M(r) \sim r$.

Использование выражения (2.61) для нахождения массы галактики предполагает, что плотность звездного населения, по спектру которого определяется дисперсия скоростей, совпадает с плотностью, которая создает гравитационный потенциал. Однако из наблюдений σ_r получается лишь для звезд определенного класса, которые могут и не составлять преимущественной доли массы. В работе [119] рассматриваются различные факторы, приводящие к ошибкам при нахождении динамической массы на основе (2.61). Это соотношение записывается в виде

$$\frac{d \ln \rho}{dr} = - \left[\left(\frac{v_c}{\sigma_r} \right)^2 + \frac{d \ln \sigma_r^2}{d \ln r} + 2\beta \right], \quad (2.66)$$

где

$$v_c = \left[\frac{G M(r)}{r} \right]^{1/2} \quad (2.67)$$

есть значение круговой скорости на расстоянии r от центра. Величина

$\frac{d \ln \rho}{d \ln r} = -k$ находится из наблюдений. В зависимости от характера изменения σ_r с расстоянием и величины β могут получаться различные значения $M(r)$ при одном и том же значении k . При $\beta \neq 0$ изменение состава звездного населения с радиусом делает определение $M(r)$ указанным путем еще более неоднозначным.

Величина M/L для эллиптических галактик, рассчитанная на единичный объем, может существенно меняться вдоль радиуса вследствие изменения

состава звездного населения. У некоторых, а возможно и у многих из галактик существует гало с большим значением M/L . В принципе установить наличие гало можно по тензору дисперсии скоростей [89], но реализовать эти возможности при теперешнем состоянии наблюдательной техники затруднительно.

Разброс значений M/L для галактик типа Е велик — это следует, в частности, из данных, приведенных в табл. 2.1 — 2.3, — и, по-видимому, величина отношения возрастает с расстоянием от центра. Поэтому модели галактик с постоянным значением M/L вряд ли соответствуют действительности.

Не только отношение M/L , но и величина массы индивидуальной галактики определяются, как видно из различия результатов, полученных разными методами, не очень хорошо — вероятно, с точностью до множителя 2 — 3. Массы галактик, входящих в двойные системы, находятся по величине лучевой скорости. Поскольку из наблюдений известна только проекция на картинную плоскость расстояния между центрами масс компонент, значения массы галактик получаются лишь средними, при наличии данных о многих парах.

Массу галактики, содержащей газ, в принципе удалось бы оценить по температуре газа в ее центральной области. Однако при $M_{\text{гал}} \approx 10^{11} M_{\odot}$ температура газа должна быть порядка 10^6 К, а излучение такого газа наблюдать трудно.

При наблюдениях в рентгеновском диапазоне у эллиптических галактик высокой светимости обнаружены массивные гало, состоящие из горячего газа [120]. В предположении о гидростатическом равновесии газа в гало найдены значения массы галактик, по порядку величины согласующиеся с оценками массы по светимости.

В заключение отметим, что на величине массы, находимой по центральной дисперсии скоростей, должно сильно сказываться возможное присутствие в центре галактики массивного объекта. В таком случае дисперсия получается больше, и соотношение (2.19) оказывается неприменимым.

ДИНАМИКА СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Из наблюдений следует, что вращение спиральных галактик далеко от твердотельного. В таком случае достаточно долго существующий спиральный узор, не размываемый дифференциальным вращением за один-два оборота, должен представлять собой динамическую структуру, смещающуюся по звездному диску, а вещество диска должно двигаться поперек волны. По современным представлениям спиральные рукава в галактиках возникают при движении волн плотности по галактическому диску. В данной главе рассматривается структура волн плотности в спиральных галактиках. Предварительно в § 1 описываются способы нахождения из наблюдений звездной плотности в диске галактики. В § 2 приведены некоторые результаты исследований устойчивости дискообразных звездных систем. Далее излагается линейная теория спиральных волн плотности. Небольшой § 4 посвящен вопросу о природе перемычек (баров) в галактиках типа SB. В § 5 приводятся результаты исследований динамики звездных дисков путем численного моделирования. Гипотезы о возможных механизмах возбуждения волн плотности в реальных галактиках рассматриваются в заключительном параграфе главы.

§ 1. Распределение плотности в дисковой составляющей и определение масс галактик

Скорость вращения в спиральной галактике достаточно велика для того, чтобы центробежная сила уравнивала тяготение. Потенциал тяготения зависит от распределения плотности в галактике. Использование наблюдательных данных о скорости вращения позволяет получить распределение плотности в дисковой составляющей галактики. Обычно принимается, что галактика обладает осевой симметрией и, кроме того, имеет плоскость симметрии. В таком случае центробежная сила зависит только от расстояния $\tilde{r}$ точки (сферические координаты которой $(r; \vartheta; \varphi)$) до оси вращения

$$\tilde{r} = r \sin \vartheta.$$

Плотность также является функцией лишь $\tilde{r}$ и z . Если плоскость $z = 0$ совпадает с плоскостью симметрии, то

$$\rho(\tilde{r}; z) = \rho(\tilde{r}; -z). \quad (3.1)$$

Соотношение, аналогичное (3.1), справедливо и для гравитационного потенциала, также зависящего лишь от $\tilde{r}$ и z .

Простое — хотя с современной точки зрения несколько устаревшее — представление спиральной галактики в виде совокупности концентрических

ких тонких однородных дисков, обладающих одинаковой поверхностной плотностью $d\tilde{\sigma}$, было предложено в работе [121].

Гравитационный потенциал, создаваемый в точке r_0 однородным бесконечно тонким диском радиуса R с поверхностной плотностью $\tilde{\sigma}$, выражается известными формулами

$$-\varphi_g = \begin{cases} 4\pi G r_0 L \tilde{\sigma}; & (k = \frac{r_0}{R} < 1), \\ 4\pi G r_0 \left[\frac{1}{k} (L - K) + kK \right] \tilde{\sigma}; & \left(k = \frac{R}{r_0} < 1 \right), \end{cases} \quad (3.2)$$

где L и K — эллиптические интегралы I и II рода с модулем k . Радиальная компонента $F_{\text{рад}}$ силы тяготения, создаваемой потенциалом (3.2), от совокупности дисков одинаковой поверхностной плотности $d\sigma$ равна

$$F_{\text{рад}}(r_0) = 4G \left[\frac{1}{k} (L - K) \tilde{\sigma}_R + \int_{\tilde{\sigma}_R}^{\tilde{\sigma}_{r_0}} \frac{1}{k} (L - K) d\tilde{\sigma} + \int_{\tilde{\sigma}_{r_0}}^{\tilde{\sigma}_0} (L - K) d\tilde{\sigma} \right], \quad (3.3)$$

где $\tilde{\sigma}_0$ и $\tilde{\sigma}_R$ — плотность в центре галактики и на краю диска соответственно. Искомая величина $\tilde{\sigma}(r)$ представляется полиномом по степеням r_0/R с неизвестными коэффициентами, которые определяются после приравнивания (3.3) величине центробежной силы, находимой по наблюдаемой кривой вращения галактики.

Более точный способ нахождения плотности в галактическом диске, основанный на использовании уравнения Пуассона, разработан в [122]. Для неограниченного бесконечно тонкого диска уравнение (2.2) записывается в виде

$$\nabla^2 \varphi_g = 4\pi G \tilde{\sigma}(r) \delta(z). \quad (3.4)$$

Если функция $\tilde{\sigma}(r)$ известна, то (3.4) может быть решено. Это решение имеет вид

$$\varphi_g(r) = - \int_0^{\infty} J_0(kr) S(k) e^{-k|z|} dk, \quad (3.5)$$

где $J_0(kr)$ — бесселева функция и $S(k)$ — весовая функция, выражающаяся при посредстве $\tilde{\sigma}(r)$:

$$S(k) = 2\pi G \int_0^{\infty} J_0(kr) \tilde{\sigma}(r) dr. \quad (3.6)$$

Условие равновесия ускорения тяготения и центробежного ускорения

$$\frac{v_\varphi^2(r)}{r} = \frac{d\varphi_g(r)}{dr} \quad (3.7)$$

записывается при посредстве (3.5) и при учете равенства $J'_0 = -J_1$ в такой форме:

$$r v_\varphi^2(r) = \int_0^{\infty} J_1(kr) S(k) dk. \quad (3.8)$$

Использование обратного по отношению (3.8) преобразования дает

$$S(k) = \frac{1}{2\pi G} \int_0^\infty J_1(kr) v_\varphi^2(r) dr. \quad (3.9)$$

Величина $\tilde{\sigma}(r)$ определяется из (3.6) при учете (3.9):

$$\tilde{\sigma}(r) = \frac{1}{2\pi G} \int_0^\infty \left[\int_0^\infty k J_0(kr) J_1(ku) dk \right] v_\varphi^2(u) du. \quad (3.10)$$

Существенным обстоятельством, осложняющим применение (3.10), является необходимость иметь информацию о всей кривой вращения (при определении плотности на любом данном расстоянии r). При скорости вращения $v_\varphi(r)$, представляемой в виде

$$v_\varphi^2 = C_0^2 \left(1 + \frac{r^2}{a^2} \right)^{-1/2}, \quad (3.11)$$

величина $\tilde{\sigma}(r)$ равна

$$\tilde{\sigma}(r) = \frac{C_0^2}{2\pi G} \left[\frac{1}{r} - (a^2 + r^2)^{-1/2} \right]. \quad (3.12)$$

Аналогично (3.11) в [122] рассмотрены более общие выражения

$$v_\varphi^2(r) = C_n^2 \left\{ -\frac{\partial}{\partial a^2} \right\}^{n-1} \left[\frac{r^2}{a^2} (r^2 + a^2)^{-3/2} \right] \quad (3.13)$$

(модели порядка " n "), для которых также находится соответствующая форма $\tilde{\sigma}_n(r)$. При $n \rightarrow \infty$ получается гауссова модель с экспоненциальным распределением поверхностной плотности:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \tilde{\sigma}_n(r) = \tilde{\sigma}_0 \exp \left\{ -\frac{\pi \tilde{\sigma}_0}{M} r^2 \right\}. \quad (3.14)$$

Согласно данным наблюдений в диске галактики распределение поверхностной плотности можно аппроксимировать экспоненциальным законом (1.7). При этом по (3.6) получается

$$S(k) = 2\pi G \tilde{\sigma}_0 \alpha (k^2 + \alpha^2)^{-3/2} \quad (3.15)$$

и далее по (3.5) вычисляется $\varphi_g(r)$. Тем же способом можно найти $\varphi_g(r)$ и для распределения плотности более общего вида

$$\tilde{\sigma}_{ne}(r) = \tilde{\sigma}_0 (1 - e^{-\rho ar})^n e^{-ar} \quad (3.16)$$

(ρ и n — параметры), отражающего присутствие в ряде случаев депрессии в распределении яркости диска около центра.

Содержащаяся в диске с распределением плотности, задаваемым (1.7), масса

$$M = \frac{2\pi \tilde{\sigma}_0}{\alpha^2}. \quad (3.17)$$

Распределение звездной плотности в направлении, перпендикулярном диску (при заданном r), получается из выражения

$$\frac{dK_z}{dz} = -4\pi G \rho(z), \quad (3.18)$$

где K_z — силовая функция, связанная с $\varphi_g(z)$ соотношением

$$K_z = - \frac{\partial \varphi_g}{\partial z} . \quad (3.19)$$

Уравнение гидростатического равновесия вдоль оси Oz имеет вид

$$K_z = \frac{1}{\rho} \frac{d(\sigma^2 \rho)}{dz} , \quad (3.20)$$

где σ — дисперсия скоростей. При $\sigma^2 = \text{const}$ (изотермический слой) величина ρ получается из (3.20) при учете (3.18) [123]:

$$\rho(z) = \frac{4\rho_0}{(e^{z/z_0} + e^{-z/z_0})^2} . \quad (3.21)$$

Приходящаяся на столб единичного сечения масса

$$M = \int_0^\infty \rho(z') dz' ,$$

и тогда

$$\rho_0 = \frac{2\pi G M^2}{\sigma^2} \quad \text{и} \quad z_0 = \frac{M}{\rho_0} . \quad (3.22)$$

Выражение (3.20) с использованием (3.21) дает при $z \ll z_0$ приблизительно линейную зависимость K_z от z , а при $z \gg z_0$ $K_z \approx \text{const}$.

Наряду с указанными моделями галактический диск моделировался совокупностью эллипсоидов вращения с одинаковым эксцентриситетом (e) [124]. Выражение силовой функции K в точке, расположенной вне эллипсоида в плоскости $z = 0$, имеет вид

$$K(r, 0, a, e) = \rho \Psi(r, a, e), \quad (3.23)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi &= 2\pi G e^{-3} \sqrt{1 - e^2} r [\beta - \sin \beta \cos \beta], \\ \beta &= \arcsin \frac{ae}{r} \end{aligned} \quad (3.24)$$

и a — длина большой полуоси эллипсоида. Сила притяжения dF слоем толщины da равна

$$dF = \rho(a) \frac{\partial \Psi(r, a, e)}{\partial a} da, \quad (3.25)$$

и полная сила F_r от совокупности эллипсоидов

$$F_r = \int_0^r \rho(a) \frac{\partial \Psi}{\partial a} da. \quad (3.26)$$

Приравнявая это выражение значению центробежной силы, имеем уравнение [125]

$$4\pi G \sqrt{1 - e^2} \int_0^r \frac{\rho(a) a^2 da}{\sqrt{r^2 - a^2 e^2}} = v_\phi^2 . \quad (3.27)$$

Наблюдаемая величина $v_\varphi(r)$ представляется рядом по степеням r . Аналогично выражается $\rho(r)$, но коэффициенты ряда для $\rho(r)$ подлежат определению. Их находят, подставляя оба ряда в (3.27) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях r .

В предельном случае $e \rightarrow 1$ последовательность эллипсоидов дает диск и уравнение (3.27) превращается в уравнение Абеля

$$r^2 v_\varphi^2 = G \int_0^r \left[\frac{1}{a} \frac{dm(a, e)}{da} \right] \frac{a da}{\sqrt{r^2 - e^2 a^2}}, \quad (3.28)$$

где через dm обозначена величина

$$dm(a, e) = 4\pi a^2 \sqrt{1 - e^2} \rho(a, e) da, \quad (3.29)$$

представляющая собой массу эллипсоидального слоя. Обращая (3.28), имеем выражение для "псевдоплотности"

$$\hat{\sigma}(r) = \frac{1}{a} \frac{dm(a, e)}{da} = \frac{2}{\pi G r} \frac{d}{dr} \int_0^r a^3 [v_\varphi(a)]^2 da. \quad (3.30)$$

Величина $\hat{\sigma}(r)$ связана с плотностью $\rho(a, e)$ соотношением

$$\hat{\sigma}(a) = \lim_{e \rightarrow 1} 4\pi a \sqrt{1 - e^2} \rho(a, e). \quad (3.31)$$

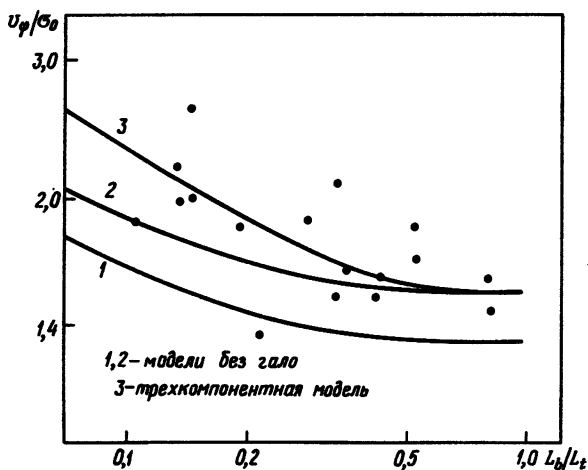
Рассмотренный метод нахождения плотности в дисках спиральных галактик применялся довольно широко (см., например, [123]). Однако в дальнейшем выяснилось, что сферическая составляющая галактики — балдж (и, возможно, гало) должна играть важную роль в динамике спиральных галактик.

Влияние балджа на кривую вращения рассматривалось в работе [126]. Расстояние R_m , на котором скорость вращения достигает максимума (или кривая вращения выходит на свою плоскую часть) определяется из наблюдений. Вместе с тем для диска с экспоненциальным распределением плотности (1.7) величина v_φ возрастает до расстояния $(R_m)_\alpha = 2,15\alpha^{-1}$. Присутствие в галактике сфероидальной системы должно сказываться в уменьшении значения R_m по сравнению с $(R_m)_\alpha$. Из наблюдений же — по распределению яркости в диске — находится и величина α [26]. Таким путем можно определить наблюдаемое отношение $(R_m)_\alpha / R_m$. В [126] показано, что величина этого отношения коррелирует с отношением светимости балджа L_b к полной светимости галактики L_t . При $L_b / L_t \geq 0,1$ отношение $(R_m)_\alpha / R_m > 2$, и, следовательно, величина

Таблица 3.1

M и M/L для трех спиральных галактик
(индекс t — данные для всей галактики, c — для балджа)

Характеристика	Галактика		
	NGC 681	NGC 1055	NGC 4594
$M_t / 10^{10} M_\odot$	6,9	8,8	34,7
$(M/L)_c$	2	1,28	0,96
$(M/L)_t$	7	4	9



Р и с. 14. Корреляция между величинами v_ϕ/σ_0 и L_b/L_t (по [129])

на R_m определяется сфероидальной системой. Если же светимость балджа очень мала ($L_b/L_t \ll 1$), то $(R_m)_\alpha/R_m \approx 1$. Таким образом, у галактик с достаточно выдающейся сфероидальной составляющей именно ее гравитационным действием определяется максимальное значение скорости вращения. При определении массы галактики и величины отношения M/L в этих случаях нужно использовать двухкомпонентную модель балдж + диск. Модель со сферическим балджем была применена в работе [127] для нахождения массы и отношения M/L у трех спиральных галактик, наблюдаемых с ребра. При расчетах задавалась форма распределения плотности в сфероидальной компоненте в виде $\rho = \rho_0 e^{-\alpha_0 r^2}$ и в плоской в виде (1.7). Параметры распределения найдены из наблюдений. Результаты расчетов приведены в табл. 3.1. Во всех трех случаях $M_{\text{bulge}} \ll M_{\text{disk}}$.

Из приведенных в таблице данных следует, в частности, что отношение M/L возрастает с расстоянием от центра галактики — обстоятельство, неоднократно отмечавшееся и ранее [128].

Более сложная, трехкомпонентная модель спиральной галактики рассмотрена в работе [129]. Помимо балджа и диска, предполагается еще присутствие сферического гало с распределением плотности в виде $\rho \sim r^{-k}$. Из наблюдений плоской части кривой вращения вытекает, что $k \approx 2$. Для каждого компонента модели имеется три параметра — плотность в центре ρ_0 , радиус R и отношение M/L (принимаемое постоянным). Значения параметров подбираются таким образом, чтобы наилучшим образом получить наблюдаемые характеристики галактик.

Данные о центральной дисперсии скоростей σ_0 позволяют найти ожидаемое отношение v_ϕ/σ_0 и сопоставить эту величину с наблюдаемой. Из формулы (2.33) при $\sigma_r = \text{const}$, $\beta = 0$ и при отсутствии гало следует, что $v_\phi/\sigma_0 = 1.4$. Из наблюдений же вытекает, что величина этого отношения коррелирует с отношением светимости балджа к полной светимости галактики (L_b/L_t) (рис. 14). Наблюдаемая зависимость v_ϕ/σ_0 от L_b/L_t соответствует модели, в которой наряду с вращением важную роль играет и при-

существование массивного гало. Следует иметь в виду, что при получении этого вывода использовалась очень упрощенная ($\beta = 0$, $\alpha_r = \text{const}$) модель. Оказалось также, что на кривую вращения во внутренних областях галактики сильно влияет действие балджа, что еще ранее другим путем было показано в [126].

К выводу о возможности существования у спиральных галактик сферической компоненты, вносящей пренебрежительно малый вклад в оптическое излучение, но по массе, сравнимой с массой галактики, пришли и авторы работы [130].

В работе [131] приведены результаты нахождения массы и M/L у 23 изолированных галактик по наблюдаемым для обширной области (до $r \approx R_e$) кривым вращения. Оказалось, что $\langle M/L_B \rangle = 4,4 \pm 0,4$. Это согласуется с результатами работы [132], согласно которой $\langle M/L \rangle = 4,5 \pm 0,4$ (при $H = 75 \text{ км/с} \cdot \text{Мпк}$).

Массы галактик типа S0 определяются по дисперсии скоростей тем же способом, что и массы эллиптических галактик [133].

§ 2. Устойчивость дискообразных звездных систем

Содержание газа в плоской составляющей спиральной галактики по массе сильно уступает содержанию звезд. Как и при изучении эллиптических галактик, звездный газ обычно считается бесстолкновительным. В качестве наиболее простой модели спиральной галактики при исследовании устойчивости принимают тонкий диск. Потенциал диска φ_g определяется уравнением (3.4), а равновесие диска — условием (3.7).

Прежде чем рассматривать устойчивость звездной системы в целом, найдем условие устойчивости движения по орбите, которая при отсутствии возмущения близка к круговой. В цилиндрической системе координат (r, χ, z) движение материальной точки по круговой орбите описывается уравнениями

$$r = r_0, \quad \chi_0 = \Omega_{\text{вп}}(t - \hat{t}), \quad z = z_0. \quad (3.32)$$

В силу предполагаемой осевой симметрии системы угловой момент точки j_z является интегралом движения

$$j_z = r^2 \dot{\chi} = r_0^2 \dot{\chi}_0. \quad (3.33)$$

Равенством (3.33) выражается второй закон Кеплера.

Малые возмущения r', χ', z' находятся после линеаризации системы уравнений движения точки в поле осесимметричного потенциала:

$$\ddot{r} = r \dot{\chi}^2 - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} \quad \text{и} \quad \ddot{z} = - \frac{\partial \varphi_g}{\partial z}, \quad (3.34)$$

где $r = r_0 + r'$.

Первое из этих уравнений записывается в виде

$$\ddot{r} = \frac{j_z^2}{r^3} - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r}. \quad (3.35)$$

Невозмущенная величина r_0 удовлетворяет соотношению

$$\ddot{r}_0 = \frac{j_z^2}{r_0^3} - \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} \right)_0. \quad (3.36)$$

Индексом "0" здесь и далее обозначено значение производной при $r = r_0$. Линеаризация первого из уравнений (3.34) дает уравнение, определяющее r' :

$$\ddot{r}' + \left[\frac{3}{r_0} \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial r^2} \right)_0 \right] r' = 0. \quad (3.37)$$

Введем обозначение

$$\frac{3}{r_0} \left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial r^2} \right)_0 = \kappa^2. \quad (3.38)$$

При $\kappa^2 < 0$ движение неустойчиво — величина r' со временем неограниченно возрастает. В случае, когда $\kappa^2 > 0$, величина r' зависит от времени по синусоидальному закону

$$r' = a \sin \kappa (t - \hat{t}). \quad (3.39)$$

Таким образом, близкие к круговым орбиты устойчивы лишь для потенциалов, удовлетворяющих условию

$$\frac{3}{r} \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial r^2} > 0. \quad (3.40)$$

В частности, движение в поле потенциала вида

$$\varphi_g \sim |r^{-n}| \quad (3.41)$$

устойчиво лишь при $n < 2$.

Величину κ^2 можно, используя условие равновесия

$$\Omega_{\text{вп}}^2 = \frac{\partial \varphi_g}{\partial r}, \quad (3.42)$$

записать в другой форме:

$$\kappa^2 = 4\Omega_{\text{вп}}^2 \left(1 + \frac{r\Omega'_{\text{вп}}}{2\Omega_{\text{вп}}} \right). \quad (3.43)$$

Линеаризация соотношения (3.33) дает уравнение

$$\dot{\chi} = -\dot{\chi}_0 \left(1 - \frac{2r'}{r_0} \right), \quad (3.44)$$

и поскольку $\chi = \chi_0 + \chi'$, то

$$\dot{\chi}' = -\frac{2\dot{\chi}_0 r'}{r_0}. \quad (3.45)$$

Решение этого уравнения при $\kappa^2 > 0$ и учете (3.39) дается выражением

$$\chi' = -\left(\frac{2a\dot{\chi}_0}{r_0\kappa} \right) \cos \kappa (t - \hat{t}). \quad (3.46)$$

Возмущенная орбита образуется в результате двух движений — основного, определяемого по (3.36), и движения (в системе координат, вращающейся со скоростью $\dot{\chi}_0$) по эллипсу, причем направление движения по нему противоположно направлению основного движения. Частота обращения

по этому эллипсу, равная κ , называется эпициклической. Движение по эллипсу возникает вследствие того, что в силу постоянства углового момента смещение точки в радиальном направлении вызывает появление дополнительной силы, стремящейся вернуть движение к круговому.

Из второго уравнения системы (3.34) нетрудно найти, что z' меняется со временем по закону

$$z' = b \sin \beta(t - \hat{t}), \quad (3.47)$$

где

$$\beta = \left(\frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial z^2} \right)_{z=0}$$

Соотношение (3.47) показывает, что в процессе движения по орбите точка одновременно совершает колебания с частотой β относительно плоскости симметрии диска.

В том случае, когда $\kappa/\dot{\chi}_0 = 1$, говорят, что имеет место коротация, т.е. период движения по эпициклическому эллипсу совпадает с периодом обращения вокруг оси системы. Это означает существование резонанса между двумя движениями. Резонансными движения являются также при $n\kappa = \dot{\chi}_0$ ($n = 2, 3, \dots$). В случае твердотельного вращения, согласно (3.43), $\kappa = 2\Omega_{вр}$.

Устойчивость произвольных периодических орбит также изучалась в линейном приближении. Необходимое и достаточное условие устойчивости приводится в монографии [134].

Наиболее употребительным аналитическим методом изучения устойчивости дискообразных звездных систем является метод возмущений. Прежде чем приступить к изложению результатов, полученных указанным способом, приведем оценку критической длины волны радиального возмущения λ_Ω для вращающегося твердотельно со скоростью $\Omega_{вр}$ "холодного" диска радиуса R (дисперсия скоростей звезд $\sigma = 0$). Эта оценка получена в работе [135] из элементарных соображений. Если радиус вращающегося диска станет меньше — равным $(1 - \epsilon)R$ (где $\epsilon \ll 1$), то устойчивое состояние сохранится лишь при условии, что возникшее дополнительное тяготение уравновесится добавкой к центробежной силе. Записываем это условие в виде

$$\pi G \langle \tilde{\sigma} \rangle R^2 \left[\frac{1}{(1 - \epsilon)^2 R^2} - \frac{1}{R^2} \right] \leq \tilde{\Omega}_{вр}^2 (1 - \epsilon) R - \Omega_{вр}^2 R, \quad (3.48)$$

где $\langle \tilde{\sigma} \rangle$ — среднее значение поверхностной плотности и $\tilde{\Omega}_{вр}$ — новая скорость вращения. Учитывая, что в силу сохранения углового момента

$$\tilde{\Omega}_{вр} = \frac{\Omega_{вр}}{(1 - \epsilon)^2}, \quad (3.49)$$

при посредстве (3.48) получаем, ограничиваясь малыми первого порядка по ϵ , что при R , удовлетворяющих неравенству

$$R \gtrsim \frac{2\pi}{3} \frac{G \langle \tilde{\sigma} \rangle}{\Omega_{вр}^2} \equiv \lambda_\Omega, \quad (3.50)$$

диск устойчив. Таким образом, при достаточно большой величине радиуса

холодного диска гравитация не усиливает длинноволновых возмущений ($c \lambda > \lambda_\Omega$). Оценка величины λ_Ω порядковая, поскольку использовано среднее значение плотности.

При типичной гравитационной неустойчивости (джинсовской) положение иное — система неустойчива по отношению к длинноволновым возмущениям, поскольку критерий устойчивости для однородной газовой среды с плотностью ρ_0 и скоростью звука c имеет вид

$$\lambda < \lambda_J = \frac{\sqrt{\pi} \cdot c}{\sqrt{G \rho_0}}. \quad (3.51)$$

Гравитационной неустойчивости газа препятствует тепловое движение частиц — чем больше их скорость, тем труднее создать нужную степень конденсации. В "горячем" бесстолкновительном диске, т.е. при наличии дисперсии скоростей σ , условие устойчивости по отношению к возмущениям с длиной волны λ записывается в виде [135]

$$\lambda < \lambda_J \approx \frac{\langle \sigma^2 \rangle}{G \tilde{\sigma}}. \quad (3.52)$$

Когда выполняется равенство

$$\lambda_\Omega \approx \lambda_J, \quad (3.53)$$

то дискообразную систему называют маргинально устойчивой. Она устойчива по отношению к возмущениям любой длины, так как при малых λ устойчивость обеспечивается благодаря дисперсии скоростей, а при больших λ — центробежной силой. Из (3.53) можно получить, что в маргинально устойчивом диске

$$\sqrt{\langle \sigma^2 \rangle} \approx \Omega_{\text{вр}} R \frac{\tilde{\sigma}}{\langle \tilde{\sigma} \rangle} \frac{\Omega_{\text{вр}}}{\Omega_{\text{круг.кепл}}}, \quad (3.54)$$

т.е. дисперсия скоростей порядка линейной скорости вращения.

Следуя методу малых возмущений, предполагаем возмущения радиальной скорости $v'_r(r; \varphi; t)$, азимутальной скорости $v'_\varphi(r; \varphi; t)$, поверхностной плотности $\tilde{\sigma}'(r; \varphi; t)$ и потенциала $\varphi'_g(r; \varphi; z; t)$ пропорциональными величине $\exp \{i(m\varphi - \omega t + kr)\}$, где k — волновое число возмущения, φ — азимутальный угол и m — целое число порядка единицы. В дальнейшем будет использоваться приближение для коротких волн, определяемое условием $kr \gg m$ и соответственно $\lambda \ll r$. Предполагаем также, что система обладает осевой симметрией и невозмущенное движение круговое, т.е. величина $v_r = 0$ и $v_\varphi = \Omega_{\text{вр}} r$, а $\tilde{\sigma}$ и φ_g не зависят от φ . Записывая уравнения движения и неразрывности (2.4) и (2.6) в цилиндрической системе координат (без учета градиента давления), подставляя в них вместо v_r , v_φ , $\tilde{\sigma}$ и φ_g сумму соответствующей невозмущенной величины и возмущения и оставляя лишь малые первого порядка по отношению к возмущениям, получаем следующие линейные уравнения:

$$\frac{\partial \tilde{\sigma}'}{\partial t} + \Omega_{\text{вр}} \frac{\partial \tilde{\sigma}'}{\partial \varphi} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{\sigma} v'_r) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\tilde{\sigma} v'_\varphi) \right\} = 0, \quad (3.55)$$

$$\frac{\partial v_r'}{\partial t} + \Omega_{\text{вп}} \frac{\partial v_r'}{\partial \varphi} - 2\Omega_{\text{вп}} v_\varphi' = - \frac{\partial \varphi_g'}{\partial r}, \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial v_\varphi'}{\partial t} + \Omega_{\text{вп}} \frac{\partial v_\varphi'}{\partial \varphi} + \frac{\kappa^2}{2\Omega_{\text{вп}}} v_r' = - \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_g'}{\partial \varphi}. \quad (3.57)$$

При получении (3.57) учтено, что величина скорости вращения также испытывает возмущение и использовано соотношение (3.43).

Уравнение, определяющее φ_g' , получается из (3.4):

$$\frac{\partial^2 \varphi_g'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_g'}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_g'}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \varphi_g'}{\partial z^2} = 4\pi G \tilde{\sigma}' \delta(z). \quad (3.58)$$

В коротковолновом приближении $\frac{1}{r} \ll k$, а $\frac{\partial}{\partial r} \sim k$. Поэтому в (3.58) можно пренебречь вторым и третьим слагаемыми в левой части. Тогда вместо (3.58) имеем

$$\frac{\partial^2 \varphi_g'}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \varphi_g'}{\partial z^2} = 4\pi G \tilde{\sigma}' \delta(z). \quad (3.59)$$

Если функция $\tilde{\sigma}'$ имеет вид

$$\tilde{\sigma}'(r) = -C \frac{k}{2\pi G} e^{ikr}, \quad (3.60)$$

то решение (3.59) известно:

$$\varphi_g'(r; z) = C e^{ikr} e^{-k|z|}. \quad (3.61)$$

При $z = 0$ — в плоскости диска —

$$\varphi_g'(r; 0) = - \frac{2\pi G \tilde{\sigma}'(r)}{k} \quad (3.62)$$

и далее находится величина $\frac{\partial \varphi_g'}{\partial r}$, подставляемая в (3.56). В (3.55) величину $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{\sigma} v_r')$ заменяем на $\tilde{\sigma} \frac{\partial v_r'}{\partial r}$, поскольку $r \tilde{\sigma}$ меняется с изме-

нением r медленно по сравнению с быстрой вариацией v_r' . После этой замены из системы (3.55) — (3.57) получается обычным способом дисперсионное соотношение, имеющее в данном случае форму

$$(\omega - m\Omega_{\text{вп}})^2 = \kappa^2 - 2\pi G \tilde{\sigma} k. \quad (3.63)$$

Из (3.63) следует, что при $\kappa^2 \gg 2\pi G \tilde{\sigma} k$ возмущение приводит просто к колебаниям частицы около своего эпицентра с частотой, близкой к эпиклической, но меньшей чем κ , вследствие гравитационного взаимодействия между различными элементами, участвующими в возмущении. Заметим, что дисперсионное соотношение вида (3.63) (при $m = 0$) было впервые получено в работе [136], а впоследствии и в ряде исследований других авторов.

При $m = 0$ локальный критерий неустойчивости по отношению к возмущениям с волновым числом k записывается в виде

$$k > k_{\text{крит}} = \frac{\kappa^2}{2\pi G \tilde{\sigma}}. \quad (3.64)$$

Характерное время нарастания неустойчивости существенно меньше времени обращения. Возмущения с $m = 2$ играют особую роль в теории устойчивости — об этом подробнее говорится в следующем параграфе.

При изучении устойчивости реальных звездных дискообразных систем в целом необходимо, как уже отмечалось выше, принимать во внимание наличие дисперсии скоростей и конечность толщины диска. Для учета влияния дисперсии скоростей нужно решать кинетическое уравнение, причем функция распределения $f(\vec{r}; \vec{v})$ для невозмущенной системы должна быть известной. При возмущении плотности потенциал также возмущается, и полностью задачу о согласовании возмущений f и φ_g решить очень трудно. В работе [135] записано линеаризованное кинетическое уравнение, определяющее возмущение функции распределения в предположении эллиптического ("шварцшильдовского") распределения по скоростям в невозмущенной функции $f(\vec{r}, \vec{v})$. Оно имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left(\Omega_{\text{вп}} + \frac{v_\varphi}{r} \right) \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \left(2\Omega_{\text{вп}} v_\varphi + \frac{v_\varphi^2}{r} \right) \frac{\partial f}{\partial v_r} + \\ & + \left\{ \left(2\Omega_{\text{вп}} + r \frac{d\Omega_{\text{вп}}}{dr} \right) v_r + \frac{v_r v_\varphi}{r} \right\} \frac{\partial f}{\partial v_\varphi} + \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial v_r} + \frac{\partial \varphi_g}{r \partial \varphi} \frac{\partial f}{\partial v_\varphi} = 0. \end{aligned} \quad (3.65)$$

Невозмущенный потенциал $\varphi_g^{(0)}$ связан с $\Omega_{\text{вп}}$ соотношением (3.42). В той же работе [135] уравнение (3.65) было решено для случая чисто радиальных возмущений. В предельном случае, когда дисперсия скоростей v_r вдоль радиуса (σ_r) очень велика, волновое число, соответствующее нейтральной моде,

$$k_{\text{н крит}} \approx \frac{2\pi G \tilde{\sigma}}{\sigma_r^2}. \quad (3.66)$$

Если же σ_r мало, то $k_{\text{крит}}$ получается близким к определяемому по (3.64). При условии $\sigma_r \ll v_\varphi^{(0)}$ из расчета найдено, что

$$\frac{\sigma_r^2 k_T}{\kappa^2} \equiv (x_T)_{\text{крит}} = 0,2857, \quad (3.67)$$

где x_T — число Тумре и $k_T = k_{\text{крит}}$.

Сравнение с моделями спиральных галактик показало, что $\sigma_r \approx (0,1 - 0,2) v_\varphi^{(0)}$, но в центральных частях диска величина σ_r может быть значительно больше.

Уравнение (3.65) использовалось в работе [137] для исследования устойчивости звездного диска относительно неосесимметричных возмуще-

ний. В линейном по величине λ приближении

$$\lambda = \frac{r}{4\Omega_{\text{вр}}} \frac{d\Omega_{\text{вр}}}{dr} \leq \frac{1}{4} \quad (3.68)$$

из (3.65) получено линеаризованное уравнение для возмущения f' функции распределения f . При условии, что f' и φ'_g пропорциональны $\exp[i(k_r r + m\varphi - \omega t)]$, с учетом соотношения (3.62) из уравнения для f' получается дисперсионное соотношение, дающее критерий устойчивости

$$\sigma_r \geq \sigma_0 \left(1 + |\lambda| \frac{k_r^2}{k^2} \right), \quad (3.69)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{0,535\kappa}{k_T} \quad \text{и} \quad k = \sqrt{k_r^2 + \frac{m^2}{r^2}}. \quad (3.70)$$

Соотношение (3.69) показывает, что для неосесимметричных возмущений граница устойчивости смещается в сторону более коротких волн по сравнению с границей для осесимметричных возмущений. В [137] найден также критерий устойчивости для случая, когда σ_r зависит от расстояния r .

Невозмущенная функция распределения $f^{(0)}$ для дискообразной системы конечной толщины предложена в работе [138], где исследована и устойчивость такого диска по отношению к осесимметричным возмущениям.

§ 3. Спиральные волны плотности в дискообразной звездной системе

Изучая эволюцию круговых орбит в периферийных областях сильно сжатой сфероидальной звездной системы, Б. Линдبلاد нашел [139], что неустойчивость может привести к возникновению там более плотных по сравнению с окружением спиралевидных структур — так называемых волн плотности. Волны плотности распространяются по диску, причем, вообще говоря, вследствие взаимодействия круговых и радиальных движений звезд в звездной системе, произвольное возмущение плотности должно размываться дифференциальным вращением за время порядка периода вращения $\Omega_{\text{вр}}^{-1}$. Однако оказывается, что величина $\kappa - 2\Omega_{\text{вр}}$ во вращающейся системе остается приблизительно постоянной в пределах сравнительно большого интервала значений r . Это обстоятельство, причина которого до сих пор не выяснена, явилось чрезвычайно важным для создания теории спиральной структуры.

Линейная теория волн плотности была разработана Лином с сотрудниками ([140] и там же другие ссылки). Основная задача теории состоит в нахождении реакции функции распределения $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ на возмущение потенциала. Возмущение потенциала в плоскости диска задается в форме

$$\varphi'_g = A(r) \exp \{ i[\omega t - m\varphi + \psi(r)] \}, \quad (3.71)$$

причем невозмущенный потенциал $|\varphi_g^{(0)}| \gg |A(r)|$. Уравнение

$$\omega t - m\varphi + \psi(r) = \text{const} \quad (3.72)$$

соответствует вращающейся с угловой скоростью ω/m спирали, имеющей m рукавов. Во вращающейся с этой скоростью системе координат уравнение (3.72) можно также записать в виде

$$\psi(r) = \psi(r_0) + (\varphi - \varphi_0)m. \quad (3.73)$$

Уравнение спирали обычно представляют в форме явной зависимости r от φ
 $r = r(\varphi; m).$

Угол закрутки спирали i , определяемый соотношением

$$i = \arctg \left(\frac{m}{r} \frac{dr}{d\varphi} \right), \quad (3.74)$$

для спирали, уравнение которой (3.73), равен

$$i = \arctg \frac{m}{rk}, \quad (3.75)$$

где обозначено $\tilde{k} \equiv \psi'(r)$. Если $\tg i \ll 1$, то спираль называют туго закрученной. При $m > 1$ скорость вращения спирального узора $\Omega_p = \frac{\omega}{m}$. Радиальная протяженность узора λ находится из очевидного равенства

$$-m\varphi_0 + \psi(r_0) = -m\varphi_0 - 2\pi + \psi(r_0 + \lambda), \quad (3.76)$$

которое дает

$$\lambda = \frac{2\pi}{|\psi'(r)|}. \quad (3.77)$$

Если при уменьшении азимутального угла φ величина r растет ($\tilde{k} < 0$), то спиральный узор называют закручивающимся. Величина $\tilde{k} > 0$ соответствует раскручивающейся (лидирующей) спирали.

В функции распределения $f(r, \varphi, v_r, v_\varphi, t)$ скорости v_r и v_φ рассматриваются по отношению к наблюдателю, движущемуся по круговой орбите. Функция f представляется в виде суммы

$$f = f_0 + f', \quad (3.78)$$

где f_0 — невозмущенная функция, причем $f_0 \gg f'$. Величина f' принимается пропорциональной тому же экспоненциальному выражению, что и φ'_g :

$$f' \sim \exp \{i[\omega t - m\varphi + \psi(r)]\}. \quad (3.79)$$

Функция f_0 предполагается имеющей форму

$$f_0 = f_0(\tau, r), \quad (3.80)$$

где

$$\tau = \xi^2 + \eta^2, \quad (3.81)$$

а ξ и η связаны с v_r и v_φ соотношениями

$$v_r = \xi \frac{2\Omega_{\text{вп}}}{\kappa} r \equiv \xi V_1 \quad \text{и} \quad v_\varphi = \eta r \Omega_{\text{вп}}. \quad (3.82)$$

Максвелловское распределение по скоростям является частным случаем (3.80):

$$f_0 = \tilde{f}(r) \exp \left[- \left(\frac{v_r^2}{2\sigma_r^2} + \frac{v_\varphi^2}{\sigma_\varphi^2} \right) \right] = \tilde{\sigma}_0(r) \frac{\Omega_{\text{вп}}}{\pi \kappa \sigma_r^2} \exp \left(- \frac{V_1^2}{2\sigma_r^2} \tau \right). \quad (3.83)$$

Здесь $\tilde{\sigma}_0(r)$ — невозмущенная поверхностная плотность:

$$\tilde{\sigma}_0(r) = \iint f_0 dv_r dv_\varphi. \quad (3.84)$$

Из кинетического уравнения (3.65) в приближении Венцеля—Крамера—Бриллюэна (ВКБ) разложением величины f'/f_0 в ряд по степеням $\text{tg } i$, при удержании членов первого порядка получено уравнение

$$- \frac{d\tilde{\psi}}{ds} + i(\nu + \alpha \tau \cos s) \tilde{\psi} = \frac{2i\alpha\varphi'_g}{V_1^2 f_0} \frac{df_0}{d(\tau^2)} \tau \cos s, \quad (3.85)$$

где $\tilde{\psi} = f'/f_0$, а s определяется через ξ и η :

$$\xi = \tau \cos s, \quad \eta = \tau \sin s. \quad (3.86)$$

Его решение имеет вид

$$\tilde{\psi} = \frac{2\varphi'_g}{f_0 V_1^2} \frac{df_0}{d(\tau^2)} [1 - q(\alpha\xi; \alpha\eta; \nu)], \quad (3.87)$$

причем

$$q = \frac{\nu\pi}{\sin \nu\pi} \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp \{ i[\nu s - \alpha\xi \sin s + \alpha\eta(1 + \cos s)] \} ds, \quad (3.88)$$

$$\nu = \frac{\omega - m\Omega_{\text{вп}}}{\kappa} \quad \text{и} \quad \alpha = \tilde{k}r \frac{2\Omega_{\text{вп}}}{\kappa}.$$

Возмущение поверхностной плотности $\tilde{\sigma}'$ получается путем интегрирования величины f' по пространству скоростей. Для распределения (3.83)

$$f' = - \frac{\varphi'_g}{\sigma_r^2} f_0 (1 - q), \quad (3.89)$$

и поэтому

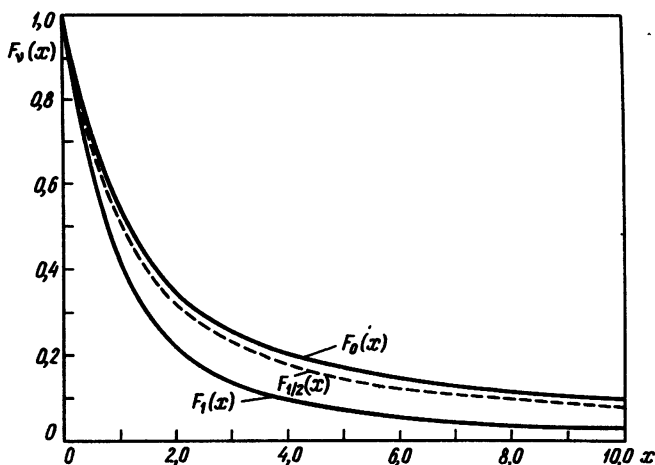
$$\tilde{\sigma}' = - \tilde{\sigma}_0 \frac{\varphi'_g}{\langle \sigma_r^2 \rangle} \langle 1 - q \rangle, \quad (3.90)$$

где $\langle (1 - q) \rangle$ — среднее, взятое с весовой функцией $\exp \left(- \frac{V_1^2}{2\sigma_0^2} \tau \right)$ и равное

$$\langle (1 - q) \rangle = 1 - \frac{\nu\pi}{\sin \nu\pi} G_\nu(x). \quad (3.91)$$

Через $G_\nu(x)$ обозначена функция

$$G_\nu(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-x(1 + \cos s)} \cos \nu s ds; \quad x = \frac{\tilde{k}^2 \sigma_r^2}{\kappa^2}. \quad (3.92)$$



Р и с. 15. График функции $F_v(x)$ (по [140])

Вводя функцию

$$F_v(x) = \frac{1 - v^2}{x} \left[1 - \frac{v\pi}{\sin v\pi} G_v(x) \right] \quad (3.93)$$

(значения которой табулированы), получаем из (3.90)

$$\frac{\tilde{\sigma}'}{\tilde{\sigma}_0} = - \frac{\tilde{k}^2 \varphi'_g}{\kappa^2} \frac{1}{1 - v^2} F_v(x). \quad (3.94)$$

Используя (3.62), находим дисперсионное соотношение

$$(\omega - m\Omega_{\text{вп}})^2 = \kappa^2 - 2\pi G \tilde{k} \tilde{\sigma}_0 F_v(x). \quad (3.95)$$

Полученное соотношение отличается от уравнения (3.68) присутствием поправочного множителя $F_v(x)$ в последнем члене правой части. График функции $F_v(x)$ при $v = 0, \frac{1}{2}, 1$ приведен на рис. 15. При $\sigma_r = 0$ величина $x = 0$, а $F_v(0) = 1$. Отсюда видно, что множителем $F_v(x)$ учитывается влияние дисперсии скоростей на частоту. При больших значениях σ_r и соответственно больших x значения $F_v(x)$ малы. Физически это означает, что доля быстро движущихся звезд велика и они не "захватываются" волнами плотности.

Путем усреднения выражений (3.82) по распределению (3.83) находят-ся и величины v_r и v_φ , получающиеся в следующей форме:

$$\frac{v_r}{r\Omega_{\text{вп}}} = - \frac{\tilde{\sigma}'(r)}{\tilde{\sigma}_0(r)} \frac{\omega - m\Omega_{\text{вп}}}{\Omega_{\text{вп}} \tilde{k} r} = \frac{\tilde{k}^2 \varphi'_g}{\Omega_{\text{вп}} \kappa^2} \frac{\omega - m\Omega_{\text{вп}}}{(1 - v^2) \tilde{k} r}; \quad (3.96)$$

$$\frac{v_\varphi}{r\Omega_{\text{вп}}} = \frac{i}{2} \frac{\tilde{k}^2 \varphi'_g}{\Omega_{\text{вп}}} \frac{\omega - m\Omega_{\text{вп}}}{(1 - v^2) \tilde{k} r} F_v(x). \quad (3.97)$$

Величина v_r отличается от v_φ по фазе на $\pi/2$.

Изложенная теория относится к дискообразной системе очень малой толщины. При конечной толщине системы необходимо изменить форму функции φ'_g . Вместо этого вводится поправочный множитель в величину $F_\nu(x)$. Соответствующие вопросы подробно исследованы в работах [138] и [141]. Если звезды распределены в слое толщиной $2h$ и возмущения радиальные (т.е. возмущение плотности ρ' не зависит от φ и z), в коротковолновом приближении ($\tilde{k}h \ll 1$) поправочный множитель I в функции $F_\nu(x)$ приближенно равен

$$I \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{2} |\tilde{k}| h}. \quad (3.98)$$

Для применения теории волн плотности к дискообразным системам, содержащим газ, нужно исследовать устойчивость дисков, состоящих из газа. Математически такое исследование проще, так как вместо кинетического уравнения используются уравнения газодинамики и, следовательно, не требуется усреднения по пространству скоростей. Кроме того, в газовой системе дисперсия скоростей изотропна. Из уравнения (3.55) в приближении ВКБ в предположении, что спираль туго закрученная, и поэтому

$$|i\tilde{k}\tilde{\sigma}_0 v_r| \geq \left| \frac{im\tilde{\sigma}_0 v_r}{r} \right| \approx \left| \frac{im\tilde{\sigma}_0 v_\varphi}{r} \right|, \quad (3.99)$$

находится возмущение поверхностной плотности газа $\tilde{\sigma}'_g$:

$$\frac{\tilde{\sigma}'_g}{\tilde{\sigma}_{0g}} = \frac{\tilde{k}v_r}{m\Omega_{\text{вп}} - \omega}. \quad (3.100)$$

Далее используются уравнения движения (3.56) и (3.57), в левые части которых добавляются члены $-\frac{c_0^2}{\tilde{\sigma}_{0g}^2} \frac{\partial \tilde{\sigma}'_g}{\partial r}$ и $-\frac{1}{r} \frac{c_0^2}{\tilde{\sigma}_{0g}} \frac{\partial \sigma'_g}{\partial r}$ соответственно. Величина c_0 — средняя скорость частиц газа. При помощи этих уравнений в приближении ВКБ получается дисперсионное соотношение

$$(\omega - m\Omega_{\text{вп}})^2 = \kappa^2 + \tilde{k}^2 c_0^2 - 2\pi G \tilde{\sigma}_{0g} |\tilde{k}|, \quad (3.101)$$

а также величины v_r и v_φ :

$$\frac{v_r}{r\Omega_{\text{вп}}} = \frac{\tilde{k}^2 \varphi'_g}{\kappa\Omega_{\text{вп}}} \frac{\nu}{1 - \nu^2 + x_g} \frac{1}{\tilde{k}r}, \quad (3.102)$$

$$\frac{v_\varphi}{r\Omega_{\text{вп}}} = \frac{i}{2} \frac{\tilde{k} \varphi'_g}{\Omega_{\text{вп}}} \frac{1}{1 - \nu^2 + x_g}, \quad (3.103);$$

где через x_g обозначена величина

$$x_g = \frac{\tilde{k}^2 c_0^2}{\kappa^2}, \quad (3.104)$$

называемая числом Тумре для газового диска.

Формулы (3.102), (3.103) аналогичны (3.96) и (3.97) с тем отличием, что во второй из них вместо $F_\nu(x)$ стоит величина

$$F_\nu^{(g)}(x) = \frac{1}{1 + \frac{x}{1 - \nu^2}}. \quad (3.105)$$

Различие между $F_\nu(x)$ и $F_\nu^{(g)}(x)$ невелико — несколько процентов.

Уравнение (3.101) показывает, что в газовом диске частота ω зависит от трех факторов:

- а) центробежная (или центростремительная) сила, возвращающая точку на круговую орбиту;
- б) градиент давления;
- в) самогравитация в области уплотнения.

Фазовая скорость спиральной волны

$$v_\phi = \frac{\omega}{\tilde{k}}, \quad (3.106)$$

а групповая

$$v_{гр} = \frac{c_0^2 \tilde{k} - \pi G \tilde{\sigma}_0 \text{sign}(\tilde{k})}{m(\Omega_p - \Omega_{вр})}, \quad (3.107)$$

где

$$\Omega_p = \frac{\omega}{m}.$$

Согласно наблюдениям толщина газового диска мала, и поправочный множитель в функцию $F_\nu^{(g)}(x)$ не вводится.

Учитывая это, используя выражение ν из (3.88), а также обозначая

$$\tilde{k}_* = \frac{\kappa^2}{2\pi G \tilde{\sigma}_0^*}, \quad (3.108)$$

записываем общее дисперсионное соотношение, для звезд (поверхностная плотность $\tilde{\sigma}_0^*$) и газа (поверхностная плотность $\tilde{\sigma}_0^{(g)}$) в следующей форме:

$$\frac{\tilde{k}_*}{|\tilde{k}|} (1 - \nu^2) = F_\nu(x) I + \frac{\tilde{\sigma}_0^{(g)}}{\tilde{\sigma}_0^*} F_\nu^{(g)}(x_g). \quad (3.109)$$

Волна распространяется в той области диска, где

$$\Omega_{вр} - \frac{\kappa}{m} < \Omega_p < \Omega_{вр} + \frac{\kappa}{m} \quad (-1 < \nu < 1). \quad (3.110)$$

Для реалистической модели галактики при $m = 2$ эта область составляет несколько килопарсек, а для $m > 2$ протяженность области мала. При $\nu = \pm 1$ имеют место так называемые линдбладовские резонансы. Движение вблизи резонансов рассматривается в § 4.

Решения дисперсионного уравнения двузначны. Рассмотрим для простоты газовый диск. Уравнение (3.101) записывается в форме

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 (1 - \nu^2) - \frac{\lambda}{\lambda_0} + x_0 = 0, \quad (3.111)$$

где

$$\lambda = \frac{2\pi}{\tilde{k}}, \quad x_0 = \frac{\tilde{k}_0^2 c_0^2}{\kappa^2}, \quad \tilde{k}_0 = \frac{\kappa^2}{2\pi G \tilde{\sigma}_{0g}}, \quad \lambda_0 = \frac{2\pi}{\tilde{k}_0}. \quad (3.112)$$

Из решения (3.111) следует существование двух мод. Для величины λ/λ_0 получается выражение

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \frac{1}{1-\nu^2} [1 \pm \sqrt{1-4x_0(1-\nu^2)}]. \quad (3.113)$$

При $\nu^2 < 1 - \frac{1}{4x_0}$ нет соответствующих устойчивости решений дисперсионного уравнения. Если $\nu^2 \geq 1 - \frac{1}{4x_0}$, то величина λ действительна,

т.е. система нейтрально устойчива. Когда $x_0 < 1/4$, система неустойчива по отношению к радиальным возмущениям. При $x_0 = 1/4$ ($\nu = 0$) имеет место маргинальная устойчивость, т.е. этому значению соответствует минимальное значение дисперсии c_0 , при котором диск еще остается устойчивым относительно гравитационного коллапса.

В этом случае существует два простых решения (3.111):

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{\lambda_0} &= \frac{1}{2} \frac{1}{1-\nu} && \text{— длинноволновая мода,} \\ \frac{\lambda}{\lambda_0} &= \frac{1}{2} \frac{1}{1+\nu} && \text{— коротковолновая мода.} \end{aligned} \quad (3.114)$$

Когда $x_0 > 1/4$, то также возможны две моды, но для тех ν , при которых $\nu^2 < 1 - \frac{1}{4x_0}$, как уже отмечалось, устойчивых решений нет.

Аналогично, две моды существуют и для бесстолкновительного звездного диска.

§ 4. Образование перемычек в спиральных галактиках

Создаваемый волнами плотности спиральный узор расположен в области между значениями радиуса, соответствующими внутреннему линдбладовскому резонансу (ILR) и внешнему резонансу (OLR). Вблизи этих резонансов линейная теория оказывается недостаточной. Взаимодействию звезд с общей структурой галактики приписывают образование перемычек в галактиках типа SB [142] (см. также [143]).

На ILR величина $\nu = -1$ и $\Omega_p = \Omega_{вр} - \frac{\kappa}{2}$. За один оборот вокруг центра звезда проходит две апогалактические точки. При наличии бара, вращающегося со скоростью, близкой к Ω_p , звезда в окрестности апогалактической точки, находящейся около конца бара, испытывает возмущение, которое возобновляется через половину периода у другого конца бара. Эллипс, соответствующий орбите звезды делается более вытянутым в направлении

центра. При точном постоянстве величины $\Omega_p - \frac{\kappa}{2}$ вдоль радиуса пере-
мычка может быть образована из звезд с орбитами, расположенными около
ILR, путем "вытягивания" главных осей эллипсов в направлении на
центр [144].

Перемишка состоит из звезд, орбиты которых принадлежат различным
семействам, причем каждое из семейств обладает строго периодической
"родительской" орбитой. Исследование малых возмущений кругового
движения [145] дало следующее выражение для зависимости отклонения
 δr от времени:

$$\delta r = a + b \cos[2(\Omega_{вp} - \Omega_p)t], \quad (3.115)$$

где $a = \text{const}$ и

$$b = \left(f_r + \frac{f_\varphi \Omega_{вp}}{\Omega_{вp} - \Omega_p} \right) [\kappa^2 - 4(\Omega_{вp} - \Omega_p)^2]^{-1}, \quad (3.116)$$

f_r и f_φ — амплитуды радиальной и тангенциальной компонент возмущаю-
щей силы. Из (3.115) следует, что движение эллиптическое, причем ориен-
тация большой оси эллипса определяется знаком b . Вблизи резонансов
удлинение (δr) наибольшее. При $\Omega_p > \Omega_{вp} - \frac{\kappa}{2}$ всюду, знак b не меняет-

ся и орбиты, внутренние по отношению к коротации, вытянуты вдоль
бара. Однако в этом случае нет ILR. Следовательно, условием, при котором
деформация орбит наиболее благоприятствует образованию бароподобных
структур, является близость скорости вращения спирального узора к тому
значению, которое у нее было бы в ILR. Таким образом, была продемонст-
рирована возможность выстраивания орбит. Однако полная картина обра-
зования перемишки путем определенного ориентирования орбит звезд не
может быть получена использованием линейного приближения, и необхо-
димы численные расчеты, которые производились в ряде работ.

Самосогласованная задача о динамике бароподобных перемишек может
решаться путем изучения орбит образующих ее звезд. Захват осей эллип-
тических орбит вращающейся перемишкой, т.е. возможность их выстраива-
ния вдоль перемишки, подробно рассматривались в работе [144] (там же
библиография) с целью расчета самосогласованной модели, в которой
отклик на возмущение плотности, вызванное звездами, соответствует за-
даваемому возмущению. Один из результатов этих работ, которые еще не
привели к созданию самосогласованной модели, состоит в том, что бар не
может простирается за радиус коротации и не может существовать за
пределами ILR. Если нет ILR, то, в соответствии со сказанным выше, обра-
зование бара облегчается. В противоположность этому в работе [143]
сделан вывод, что оптимальные условия для образования бара существуют
в области между ILR и радиусом коротации. Различие указанных результа-
тов связано с постановкой задачи, в частности с выбором начальной формы
орбит. Не исключено, что в различных галактиках типа SB реализуется
та или другая возможность.

Хотя самосогласованной модели бароподобных перемишек не создано,
можно с достаточным основанием полагать, что такая перемишка представ-

ляет собой почти устойчивую стоячую волну плотности с достаточно большой амплитудой. Она состоит из звезд, движущихся по эксцентричным орбитам с вытянутой вдоль перемычки большой осью. Угловая скорость вращения бара меньше, чем скорость составляющих его звезд.

Не выясненным с теоретической точки зрения обстоятельством является присутствие у многих галактик типа SB балджей, вытянутых в направлении, перпендикулярном перемычке. Такие балджи быстро вращаются

$\left(\frac{v_{\max}}{\langle \sigma \rangle} \approx 1,2 \right)$, и в этом отношении больше сходны с перемычками, чем с эллиптическими галактиками.

Иной подход к проблеме связи перемычек и спиралей в галактиках предложен в работе [146], где указывается на то, что при потере устойчивости фигуры равновесия вращающейся жидкости материальные точки удаляются, отставая от поверхности системы. Это свидетельствует о закручивании "ветвей", выходящих из точек заострения, которые можно сопоставить с концами бара.

Во вращающейся осесимметричной системе возможен перенос углового момента в результате возмущений, не обладающих осевой симметрией. Исследование переноса углового момента спиральной волной плотности произведено в работе [147]. В галактике $\Omega_{\text{вр}}$ уменьшается наружу и угловой момент переносится от центра. В случае, когда ветви отстающие (закручивающиеся), большая ось орбиты звезды немного опережает спиральный рукав. При этом возникает дополнительное ускорение, звезда притягивается к рукаву и передает ему часть своего углового момента и энергии. На внешнем резонансе, наоборот, момент передается от волны звезде.

Вблизи ILR и OLR процессы передачи энергии и момента связаны между собой. Это видно из сопоставления выражения энергии звезды во вращающейся со скоростью Ω_p системе координат e'_T с выражением энергии в инерциальной системе e_T :

$$e'_T = e_T - \Omega_p J, \quad (3.117)$$

где J — угловой момент. Так как величина потенциала $\varphi_g + \varphi'_g$ во вращающейся системе не зависит от времени (она представляет собой постоянную Якоби), то e'_T сохраняется, и поэтому

$$\delta e_T = \Omega_p \delta J. \quad (3.118)$$

Суммированием по всем звездам системы получается полное количество переданной энергии. Как видно из (3.118), звезда, передавая момент, переходит в состояние с меньшей энергией кругового движения. Часть энергии преобразуется в энергию некругового движения. На внешнем резонансе энергия звездой поглощается. На радиусе коротации обмена энергией между волной и звездой не происходит, но момент от звезд волной отбирается. Это обусловлено особым механизмом, аналогичным затуханию Ландау в теории плазмы — подробнее см. [147].

Теоретические соображения о природе бароподобных перемычек в галактиках подтверждаются наблюдениями поля скоростей [2]. Имеются убедительные свидетельства систематических некруговых движений звезд в перемычке — линии тока оказываются сильно вытянутыми вдоль нее.

§ 5. Численное моделирование дискообразных звездных систем

Расчеты при посредстве современных ЭВМ динамики систем, состоящих из большого ($N \geq 10^4$) числа гравитационно взаимодействующих материальных точек, широко применяются в исследованиях эволюции спиральных галактик. После первых работ в этом направлении [148] применению численных методов в динамике галактик был посвящен ряд публикаций. Обзор методики и результатов расчетов до 1975 г. дан в книге [149].

Задача заключается в интегрировании системы уравнений вида

$$\frac{d^2(\bar{r}_i)}{dt^2} = -\nabla \varphi_g(\bar{r}_i) \quad (i = 1, 2, \dots, N), \quad (3.119)$$

где

$$\varphi_g(\bar{r}_i) = -G \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{M_j}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|}, \quad (3.120)$$

$\bar{r}_i$ — радиус-вектор i -той точки и M_i — ее масса. При расчетах конфигурационное пространство разбивается на ячейки. Задавая распределение точек по ячейкам и считая их находящимися в центрах ячеек, можно найти значение φ_g для каждой ячейки. В дальнейших расчетах не учитывается влияние перемещения точек в пределах данной ячейки на величину потенциала, создаваемого ими в других ячейках. Этим задача делается дискретной и устраняется особенность в выражении $\varphi_g(\bar{r}_i)$.

Для плоской системы потенциал задается выражением

$$\varphi_g(x; y) = -G \iint \frac{\tilde{\sigma}'(x', y') dx' dy'}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}}, \quad (3.121)$$

где $\tilde{\sigma}(x', y')$ — поверхностная плотность. При числе ячеек $N_1 \times N_1$ в соответствии с (3.121) выражение для потенциала в центре ячейки (координаты которого $(x_m; y_n)$) записывается в виде

$$\varphi_{g,mn} = -G \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{k=1}^{N_1} \frac{\tilde{\sigma}_{ik}}{\sqrt{(x_m - x_i)^2 + (y_n - y_k)^2}}. \quad (3.122)$$

Величина $\tilde{\sigma}_{ik}$ означает число звезд единичной массы в ячейке с индексами i, k . Уравнения движения записываются так:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2 x}{dt^2} \right|_{x=x_m} &= G \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{k=1}^{N_1} \frac{\tilde{\sigma}_{ik} (x_m - x_i)}{[(x_m - x_i)^2 + (y_n - y_k)^2]^{3/2}}, \\ \left. \frac{d^2 y}{dt^2} \right|_{y=y_n} &= G \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{k=1}^{N_1} \frac{\tilde{\sigma}_{ik} (y_n - y_k)}{[(x_m - x_i)^2 + (y_n - y_k)^2]^{3/2}}, \end{aligned} \quad (3.123)$$

При реализации метода расчета применяют преобразование Фурье. Вместо (3.122) тогда записывают соотношение

$$\hat{\varphi}_{g,mn} = \hat{H}_{m-i, n-k} \hat{\sigma}_{ik} \quad (3.124)$$

между фурье-образами величин φ_g , $\tilde{\sigma}_{ik}$ и функцией Грина для ньютоновско-

го потенциала

$$H_{ij} = \frac{1}{\sqrt{i^2 + j^2}}. \quad (3.125)$$

Использование величин $\dot{H}_{ij}$ и $\dot{\sigma}_{ik}$, рассчитываемых по стандартным программам, дает $\dot{\varphi}_{g m, n}$ и далее по таким же программам вычисляется $\varphi_{g m, n}$. Расчеты конкретных моделей сначала в предположении твердотельного вращения показали, в соответствии с уже упоминавшимся теоретическим выводом [135], что твердотельно вращающийся холодный диск гравитационно неустойчив, причем характерное время развития неустойчивости порядка периода вращения. При достаточно большой дисперсии скоростей ($\sigma_r \approx \Omega_{вр} \cdot r$) диск становится устойчивым. Этот результат остается верным для различных распределений поверхностной плотности $\tilde{\sigma}(r)$.

В ходе расчетов спиральной структуры плоских систем обнаружилось быстрое возрастание дисперсии скоростей — "нагревание" системы и образование быстро вращающегося ядра. После того как в модель были введены газовые облака, "охлаждающие" систему (при столкновениях с облаками звезды теряют энергию), в ней появились сравнительно короткоживущие спиральные рукава. Устойчивость спиральных рукавов увеличивается, если отказаться от предположения об очень тонком диске, добавив звезды сферической составляющей. В трехмерной модели образование спиральных рукавов возможно и без "охлаждения" системы газовыми облаками.

Расчеты трех моделей различной структуры были произведены в работе [150]. Модели отличаются друг от друга начальными условиями, и в зависимости от этого свойства волн плотности и образующихся бароподобных структур оказываются не одинаковыми для разных моделей. В частности, появляются особенности волн плотности, не укладывающиеся в рамки асимптотической теории, изложенной в § 3.

По иной методике — с учетом прямых взаимодействий — изучалась эволюция системы, состоящей из сравнительно малого ($N = 150-500$) числа точек [151]. При этом использовалось выражение "обрезанного" ньютоновского потенциала

$$\varphi_{g, ij} = - \frac{GM_j}{(r_{ij}^2 + \epsilon)^{1/2}}, \quad (3.126)$$

где ϵ — достаточно малая величина ($\epsilon = 0,05$). На основе численных экспериментов было высказано предположение о том, что отношение кинетической энергии систематических движений (обращения) $W_{вр}$ к величине потенциальной энергии $|\Phi|$ в устойчивой бесстолкновительной системе не превосходит значения $t_{крит} = 0,14$. При расчетах получалось вне зависимости от начальных условий, что

$$t = \frac{W_{вр}}{|\Phi|} \leq 0,14 \pm 0,03. \quad (3.127)$$

Хотя теоретически применимость критерия (3.127) в ряде случаев и была продемонстрирована, например, для эллиптических систем типа рассматривавшихся в [97], однако условие (3.127) не является необходимым, поскольку существуют устойчивые системы, в которых значение $t \rightarrow 0,5$.

Обстоятельством, способствовавшим выдвиганию предположения $t \leq t_{\text{крит}}$, является выполнение критерия устойчивости (3.127) для политропных шаров со значительным уплотнением (см., например, [76]).

В работе [151] распределение поверхностной плотности в диске принималось в виде $\tilde{\sigma}(r) \sim r^{-1}$. В других работах функция $\tilde{\sigma}(r)$ задавалась в иной форме. В частности, использовалось выражение $\tilde{\sigma}(r) \sim \exp\left(-\frac{r}{L}\right)$.

Расчет эволюции такой системы [152] показал, что система "нагревается" — дисперсия скоростей со временем возрастает. Что касается величины t , то для нее было получено

$$t \leq 0,20 \pm 0,02.$$

Выявилось также — как и в работе [153] — возникновение в ходе эволюции устойчивой бароподобной структуры, образованной частицами, движущимися по эллиптическим орбитам. Движение вещества в системе в среднем отличается от кругового, и некруговые движения вносят существенный вклад в кинетическую энергию. Величина $W_{\text{вр}}/W_{\text{ср}}$ оказывается близкой к 0,75.

Поскольку спиральные галактики являются многокомпонентными системами, то численными методами изучалось влияние гало, состоящего, по предположению, из слабых звезд, на устойчивость галактических дисков. Из результатов расчетов следует, в частности, что при наличии достаточно массивного гало бароподобное возмущение растет со временем в течение 20 оборотов системы. При $M_{\text{гало}} \leq M_{\text{диска}}$ возмущение, соответствующее бару, возникает быстрее [154], но в дальнейшем стабилизируется. Кроме того, при расчетах эволюции трехмерных моделей в [154] было получено высокое значение величины отношения средней кинетической энергии к потенциальной

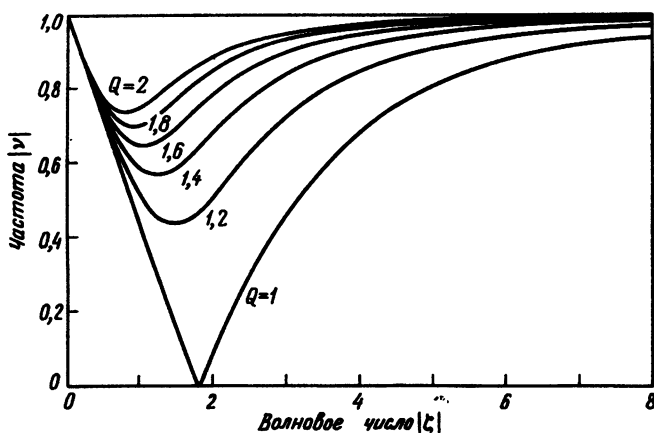
$$t = 0,21 - 0,24.$$

Это значение t близко к определенному в других работах.

Характерное время образования спиральной структуры во вращающейся системе порядка периода вращения системы. До настоящего времени нет моделей, расчеты которых давали бы спирали, устойчивые на протяжении многих оборотов. Однако расчетами, произведенными в [155] при учете аккреции газа на звезды и, тем самым, потери энергии облаками, установлена возможность образования долгоживущей спиральной структуры. Каждая спираль при этом существует в течение времени меньшего, чем период оборота системы, но в целом спиральный узор все время восстанавливается.

§ 6. Гипотезы о происхождении волн плотности

Спиральный узор должен существовать на протяжении большого срока, т.е. в течение многих периодов вращения галактики. Однако, как было показано в работе [156], волны плотности сравнительно быстро — за несколько обращений — исчезнут, поскольку групповая скорость их велика. Это противоречие создает значительные трудности для объяснения



Р и с. 16. Зависимость $|\nu|$ от величины ξ (по [156])

спиральной структуры на основе теории волн плотности. Рассмотрим, следуя [156], вопрос о групповой скорости спиральной волны.

Величина ω , входящая в дисперсионное уравнение, является функцией волнового числа k , r и m . Групповая скорость $v_{\text{гр}}$ определяется известным соотношением

$$v_{\text{гр}}(k, r, m) = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_r. \quad (3.128)$$

Дисперсионное соотношение (3.95) может быть записано в виде

$$|\nu| = N(|\xi|; Q), \quad (3.129)$$

где ν дается формулой (3.88),

$$\xi = \frac{k}{k_{\tau}}, \quad (3.130)$$

$k_{\tau}(r)$ определяется по (3.67) и Q — безразмерная дисперсия скоростей по отношению к тому минимальному значению дисперсии, которое нужно чтобы отсутствовала локальная неустойчивость, причем

$$Q = \frac{\sigma}{(0,2857)^{1/2}(\kappa/k_{\tau})}. \quad (3.131)$$

Рассчитанная по (3.129) зависимость $|\nu|$ от $|\xi|$ при различных значениях Q представлена на рис. 16.

Из (3.129) получается выражение

$$\omega = m \Omega_{\text{вр}}(r) + \text{sgn}(\nu) \kappa(r) N(|\xi|, Q) \quad (3.132)$$

и далее выражение для групповой скорости по (3.128)

$$v_{\text{гр}}(k, r, m) = \text{sgn}(\xi \nu) \frac{\kappa(r)}{k_{\tau}} \frac{\partial N}{\partial |\xi|}. \quad (3.133)$$

Величина $\partial N/\partial \xi$ может быть оценена из рис. 16. Аналитическое выражение этой производной [156] имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial \xi} = \left(1 + 2 \frac{\partial \ln F_\nu(x)}{\partial x} \right) / \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1 - \nu^2}{F_\nu} \right), \quad (3.134)$$

где F_ν определяется формулой (3.93).

Для Галактики величина $v_{\text{гр}}$ может быть оценена по данным наблюдений. Для окрестности Солнца величина $Q \approx 1 - 2$ и $\xi \approx 4$. По рис. 16 получается $\partial N/\partial |\xi| \approx 0,15$, что дает $v_{\text{гр}} \approx -10$ км/с. С такой скоростью за время, соответствующее нескольким оборотам Галактики, информация о волне дойдет до области ILR.

С групповой скоростью $v_{\text{гр}}$ смещается не только информация о частоте и волновом числе волнового пакета, но и распространяется энергия. В области ILR волновой пакет испытывает фазовое перемешивание и исчезает. Такое поведение волны подтверждено численными расчетами для конкретных моделей возмущений.

Поскольку за время порядка 10^9 лет энергия спиральной волны плотности перенесется в область резонанса и волна после этого перестанет существовать, должны быть какие-то факторы, за счет которых волна поддерживается.

Таким фактором, как показано в [157], не могут являться локальные возмущения. Расчет эволюции возмущения показал, что вследствие дифференциального вращения оно либо закручивается все более туго для закручивающейся спирали, либо размывается в случае раскручивающейся. Это происходит всего в несколько раз медленнее, чем размывание вращением материального образования. В конечном счете длина волны возрастает настолько, что движения уже нельзя рассматривать как коллективные.

В качестве возможного фактора, возбуждающего спиральную волну плотности и тем самым создающего структуру спиральной галактики, неоднократно рассматривалось внешнее воздействие на галактику. В частности, обсуждалась роль приливного взаимодействия (см. [158], там же ссылки на более ранние работы). Как показывают расчеты, малого внешнего возмущения (порядка 1% от галактоцентрической силы) достаточно, чтобы привести к образованию двухрукавной структуры. Таким образом, возможно возбуждение спиральных волн плотности в результате далеких взаимодействий, продолжающихся достаточно длительное время, что является весьма существенным обстоятельством.

Рассмотрим несколько подробнее вопрос о механизме усиления этих малых возмущений. Как отмечалось еще в работе [159], очень большую роль в усилении неустойчивостей, приводящих к образованию спиральных волн плотности играет дифференциальное вращение, создающее сдвиговые напряжения. Эпициклические движения и движение потока, возникающего под действием сдвиговых напряжений в диске, вращающемся с убывающей от центра угловой скоростью, направлены в одну сторону — противоположно направлению $\Omega_{\text{вр}}$. Таким образом, создаются условия для резонансного усиления движений и образования закручивающихся спиральных волн плотности. Самогравитация звездного газа "организует" взаимодействие указанных движений [160]. Уходу звезд вследствие эпициклического движения из области возмущения — волны плотности — мешает движение

самой волны. Внутри возмущения создается избыток массы, усиливая тем самым гравитационное действие волны на звезды.

Математически процесс описывается уравнением, полученным в [160]:

$$\ddot{\xi} + \tilde{\kappa}^2(\gamma) \xi = g. \quad (3.135)$$

Здесь ξ — смещение по нормали к спиральному рукаву, причем

$$\xi = x \sin \gamma + y \cos \gamma, \quad (3.136)$$

ось Ox направлена от центра галактики, Oy — вдоль направления движения, γ — угол между направлением Oy и нормалью к волне. Ускорение тяготения

$$g = 2\pi G \tilde{\omega} k \xi, \quad (3.137)$$

где $k = k_y \sec \gamma$. Что касается величины $\tilde{\kappa}^2(\gamma)$, то она выражается через κ^2 и величину $A_0 = - \frac{r_0}{2} \frac{d\Omega_{\text{вп}}}{dr} \Big|_{r=r_0}$, характеризующую дифференциальное

вращение (постоянную Оорта) следующим образом:

$$\tilde{\kappa}^2(\gamma) = \kappa^2 - 8\Omega_{\text{вп}}(r_0) A_0 \cos^2 \gamma + 2A_0^2 \cos^4 \gamma. \quad (3.138)$$

При отсутствии сдвиговых напряжений уравнение (3.135) записывается в простом виде

$$\ddot{\xi} + (\kappa^2 - 2\pi G \tilde{\omega} k) \xi = 0. \quad (3.139)$$

Возможность усиления возмущений указанным механизмом ("усиление раскачкой") зависит от величины $X = k_\tau / k_y$.

В (3.135) можно учесть и наличие дисперсии скоростей. Уточненное таким путем уравнение решалось численно [160], и результаты решения показали эффективность усиления и образование спиральных волн плотности. Таким образом, даже слабое приливное воздействие вызывает появление развитого спирального узора. Однако вопрос о поддержании волн плотности в течение достаточно долгого времени не снимается — расчеты показывают, что они поглощаются в области резонансов.

Вероятным способом не столько возбуждения, сколько поддержания волн плотности в галактиках является действие на движение звезд бароподобных структур, существующих в галактике, или каких-либо иных крупных образований, отклоняющихся от осевой симметрии. Возникновение бара связано с действием уже существующих волн плотности, и самосогласованная задача о поддержании волн плотности и образовании бара представляет собой сложную динамическую проблему. Вряд ли ее можно успешно рассматривать в рамках линейной теории и ввиду математических трудностей, возникающих при решении нелинейных задач, здесь, по-видимому, необходимо применение численных методов.

ВНУТРИГАЛАКТИЧЕСКАЯ СРЕДА И ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СО ЗВЕЗДАМИ

Внутригалактическая среда представляет собой сложную систему, состоящую из газа в атомарной и молекулярной формах, пылевых частиц, космических лучей, замороженного в газ магнитного поля и фотонного газа. Эта система взаимодействует со звездами галактики. Трудности, встречающиеся при теоретических исследованиях внутригалактической среды усугубляются еще и тем обстоятельством, что по-видимому, вокруг галактик существует окологалактическая среда, взаимодействующая с газом галактики, а о состоянии этой среды и ее структуре почти ничего не известно. В Галактике мелкомасштабная структура (с размерами несколько парсеков и более) наблюдается непосредственно, и в этом случае получена более или менее самосогласованная качественная картина состояния внутригалактической среды. Для других галактик приходится использовать либо аналогии с Галактикой, либо общие соображения и грубые модельные расчеты.

В данной главе рассмотрены различные процессы, существенно влияющие на состояние межзвездной среды. Вначале кратко описываются механизмы образования наблюдаемой облачной структуры среды. В § 2 суммированы имеющиеся данные о скорости поступления во внутригалактическую среду газа и кинетической энергии от звезд различных типов. Далее рассмотрены существующие представления об образовании звезд вследствие гравитационной неустойчивости межзвездной среды. Четвертый параграф посвящен проблеме галактического ветра — процесса выметания газа из галактик под действием различных факторов. В заключительном параграфе рассматривается вопрос о существовании газового гало у галактик.

§ 1. Динамические процессы во внутригалактической среде

Выше уже было отмечено (гл. III, § 5), что преобладающая доля внутригалактической среды приходится на газ. Космическая пыль в большинстве случаев играет в динамических процессах второстепенную роль, но для кинетики и энергетики внутригалактической среды присутствие пыли оказывается существенным. При исследовании состояния и эволюции межзвездной среды широко используются методы газовой динамики. Результаты их применения к межзвездной среде Галактики подробно изложены в ряде монографий (например, [76]), и это позволяет ограничиться здесь лишь перечислением некоторых важнейших выводов.

Неустойчивость межзвездного газа, в первую очередь тепловая неустойчивость, в сильной степени обуславливает его наблюдаемую структуру. По современным представлениям, в результате тепловой неустойчивости при нарушении энергетического баланса образуются облака в межзвездной среде.

Условие энергетического равновесия газа записывается в следующей форме:

$$L \equiv L^- - L^+ = 0, \quad (4.1)$$

где L^- и L^+ — количество энергии, теряемой и приобретаемой газом соответственно, в расчете на единицу объема за единицу времени. В условиях межзвездной среды потери энергии происходят в основном вследствие излучения, испускаемого атомами и ионами после их возбуждения столкновениями, и поэтому $L^- \sim \rho^2$ (ρ — плотность газа). Локальное возмущение типа сжатия приводит при L^+ , слабо зависящем от ρ , к дальнейшему сжатию области возмущения давлением окружающей среды, до тех пор, пока давление в возникающей таким путем конденсации не уравнивается внешнее. В конечном счете первоначально однородная среда должна разделиться на отдельные области, в которых плотность повышенная, а температура низкая. Окружающий их газ более горячий и сравнительно разреженный.

Исследование тепловой неустойчивости производится путем решения уравнений газодинамики, причем уравнение сохранения энергии принимается в следующей форме:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) p \right] - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) p \right] \frac{p}{\rho} + \rho L - \nabla(\kappa_T \nabla T) = 0, \quad (4.2)$$

где κ_T — теплопроводность, а остальные обозначения общепринятые. Условие тепловой неустойчивости (изобарической моды), полученное Филдом [161],

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_\rho - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_T < 0 \quad (4.3)$$

означает, что неустойчивость возникает, когда при постоянном давлении с падением температуры теплопотери увеличиваются. Характерное время нарастания возмущения равно

$$t_{\text{т.н.}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R^*}{\mu} \left[\frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_T - \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_\rho \right]^{-1}. \quad (4.4)$$

В качестве основных факторов нагрева внутригалактической среды в Галактике предполагались рентгеновское излучение от различных источников и космические лучи. В последнее время выяснилась важная роль фотоэмиссии от пылинок в балансе энергии среды (см. [162]). Что касается величины L , то ее обычно находят в предположении квазистационарности среды — при этом же предположении имеет место критерий (4.3). Функция высвечивания L^- зависит от ρ и T , а также от химического состава среды. Расчеты функции $L^-(\rho; T)$ производились многократно и пред-

лагались различные аппроксимационные выражения ее. Так, в частности, в интервале температур $10^4 \lesssim T \lesssim 10^6$ К она аппроксимировалась выражением [163]

$$L^- = 5 \cdot 10^{-22} n^2 e^{-\frac{5 \cdot 10^4}{T}} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}, \quad (4.5)$$

а в более широком интервале $10^3 < T < 10^8$ К использовалась следующая формула [164]:

$$L^- = n^2 \{1,26 \cdot 10^{-25} T^{-0,3} + 10^{-21} \exp(-0,565 [\ln 5 \cdot 10^{-6} T]^2) - 1,5 \cdot 10^{-20} T^{-1}\} \equiv n^2 \Lambda(T). \quad (4.6)$$

Здесь n — концентрация атомов в среде. Содержание различных элементов в газе предполагалось соответствующим среднему космическому. Вычисляемая при указанных и других выражениях величина $t_{\text{т.н}}$ для $n = 0,1 - 1 \text{ см}^{-3}$ порядка $10^6 - 10^7$ лет. Эти значения $t_{\text{т.н}}$ меньше характерного времени крупномасштабных динамических процессов в нормальных галактиках.

В результате тепловой неустойчивости внутrigалактический газ должен находиться в двух состояниях: низкотемпературном и плотном ($T \approx 20 - 60$ К, $n \approx 50 - 100 \text{ см}^{-3}$) и высокотемпературном ($T \approx 5000 - 7000$ К, $n \approx 0,1 - 0,01 \text{ см}^{-3}$). Области низкой температуры отождествляют с межзвездными облаками. Размеры облаков можно определить только путем решения нелинейной задачи. Поскольку получить аналитическое решение очень сложно, в этом направлении пока сделаны лишь первые шаги. Так, в частности, из работы [165] следует, что процесс развития мелкомасштабных неустойчивостей в нелинейном режиме должен сопровождаться охлаждением среды и, возможно, сжатием за характерное время, определяемое формулой (4.4).

Наряду с двумя указанными фазами в галактиках должно быть довольно много очень сильно нагретого газа (третья фаза). О нем будет сказано ниже (§ 2).

Холодные газовые облака, находясь в тепловом контакте с более горячим газом, испаряются. Расчеты скорости испарения показали, что достаточно массивные облака с массой $M_{\text{обл}} \gtrsim 5 M_{\odot}$ за время $\lesssim 10^8$ лет не успевают испариться. Поскольку характерное время других существенных динамических процессов, связанных с облаками, меньше 10^8 лет, то их можно рассматривать без учета испарения.

Важную роль в динамике и эволюции облаков играют столкновения их друг с другом. При столкновении двух масс газа, движущихся с достаточно большой относительной скоростью, возникают ударные волны — распространяющиеся в обе стороны скачкообразные разрывы параметров, определяющих состояние газа (p , ρ , v). Скорость движения разрыва — сверхзвуковая. Поскольку скорость звука в облаке $\lesssim 1$ км/с, а относительная скорость облаков на порядок выше, то при столкновениях должны возникать достаточно сильные ударные волны характеризующиеся условием $p_2 \gg p_1$, где p_1 — давление в невозмущенном газе, а p_2 — давление за скачком.

Свойства ударных волн, распространяющихся в космических объектах, описываются в ряде книг, например, в [76]. Там выводится следующая формула, определяющая скорость распространения волны по первоначаль-

но неподвижному газу:

$$D_{\text{уд}} \approx \sqrt{\frac{4}{3} \frac{p_2}{\rho_1}} = 4 \sqrt{\frac{R^* T_2}{3 \mu_2}}. \quad (4.7)$$

Через T_2 и μ_2 обозначены температура и молекулярная масса газа соответственно сразу после прохождения по нему ударной волны, а ρ_1 — плотность в невозмущенном газе. Сильная ударная волна увеличивает плотность газа до значения ρ_2 , определяемого простым соотношением

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (4.8)$$

и температура возрастает от значения T_1 до T_2 :

$$T_2 \approx \frac{p_2}{p_1} \frac{\mu_2}{4 \mu_1} T_1. \quad (4.9)$$

При отсутствии стоков энергии одноатомный газ не может быть сжат ударной волной более чем в четыре раза, так как вследствие одновременного нагрева газа волной возрастает его сопротивление сжатию. Если же в области скачка — на фронте волны — происходит сток энергии, например, путем излучения от нагретого газа, то степень сжатия получается большей, чем определяемая по (4.8). В таких ударных волнах, называемых волнами с высвечиванием, может быть достигнута сколь угодно высокая степень сжатия, так как при $T_2 \rightarrow 0$ отношение $\rho_2/\rho_1 \rightarrow \infty$.

В ударных волнах диссипирует (превращается в тепло и в излучение) часть кинетической энергии облаков. Кроме того, нагревание газа при распространении по нему ударной волны вызывает переход газа в состояние полной или частичной ионизации.

Одним из возможных процессов, сопровождающих столкновение облаков, является их объединение ("слипание") в одно более крупное облако. Характерное время между столкновениями облаков в Галактике около $3 \cdot 10^7$ лет — достаточно малое для того, чтобы к настоящему моменту могли образоваться из мелких более крупные облака со спектром масс $f(M) \sim M^{-3/2}$, близким к наблюдаемому.

Кинетика процессов, сопровождающих столкновения облаков, сложна, и описание их с соответствующей библиографией можно найти в [45]. Здесь же мы остановимся на одном из вопросов, связанных со звездообразованием в галактиках, — гравитационной неустойчивостью в облаках, возможно, стимулируемой в результате столкновений.

Межзвездный газ представляет собой самогравитирующую систему. При локальном возмущении — возрастании плотности — может возникнуть гравитационная неустойчивость — возрастание возмущения вследствие гравитации. Образование конденсации в результате гравитационной неустойчивости в бесстолкновительном звездном газе было рассмотрено в гл. III, и с этим процессом связывались волны плотности. Действию самогравитации, как было отмечено, препятствует наличие дисперсии скоростей, "размывающее" возмущение. В обычном газе ту же роль играют тепловые движения частиц, характеризуемые скоростью звука c . Рассмотрение Джинсом процесса гравитационной неустойчивости газа с однородной

плотностью ρ_0 в линейном приближении дало следующее значение критической длины волны:

$$\lambda_J = c \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}}. \quad (4.10)$$

При длине волны возмущения $\lambda > \lambda_J$ среда является неустойчивой, возмущение растет. Соответствующее выражение для λ_J может быть получено из дисперсионного соотношения (3.101) при отсутствии вращения ($\Omega_{\text{вр}} = 0, \kappa = 0$) и $v = c$.

Характерное время сжатия конденсации, возникающей в результате гравитационной неустойчивости,

$$t_J \approx \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} \quad (4.11)$$

по порядку величины совпадает со временем свободного падения — стягивания шара под действием собственного тяготения в малый по сравнению с первоначальным объем.

Критическая длина волны λ_J сравнительно слабо зависит от внешних условий — наличия магнитного поля и вращения. Стабилизация среды полем или твердотельным вращением имеет место только по отношению к возмущениям с определенным направлением волнового вектора, а в общем случае среда остается неустойчивой для возмущений с $\lambda > \lambda_J$. При учете вязкости и теплопроводности выражение λ_J получается таким же, как (4.10), но под c в этом случае нужно понимать изотермическую скорость звука.

Космические лучи, находящиеся в Галактике, при определенных условиях способствуют стабилизации среды против действия гравитации. Их влияние зависит от коэффициента диффузии [166].

В условиях, существующих в межзвездном газе Галактики ($\rho_0 \approx 10^{-24}$ г·см⁻³, $c \approx 10^5$ см/с), величина $\lambda_J \gtrsim 10^{21}$ см и соответствующая масса велика — $M \approx (10^4 \div 10^5) M_\odot$. В характерном облаке размером $d = 2 - 3$ пк и плотностью $\rho \approx 10^{-22}$ г·см⁻³ величина $\lambda_J \approx 30$ пк $> d$, и, следовательно, облако устойчиво по отношению к коллапсу. Большие и холодные облака ($d > 10$ пк, $T \approx 10$ К) должны испытывать действие гравитационной неустойчивости и коллапсировать. Поскольку из наблюдений следует, что время жизни гигантских молекулярных облаков Галактики превосходит величину t_J для них, то должны существовать обстоятельства, препятствующие коллапсу. Одним из факторов, сдерживающих действие гравитационной неустойчивости в гигантских молекулярных облаках, могут быть турбулентные движения внутри них [167]. Энергия таких движений должна быть того же порядка, что и гравитационная энергия облака — $10^{51} - 10^{52}$ эрг. Источник столь большой энергии, который должен компенсировать и диссипацию турбулентной энергии со временем, пока не установлен.

Столкновения облаков, приводящие к их уплотнению, должны способствовать действию самогравитации. Уплотнение газа происходит также в результате газодинамической неустойчивости типа Релея—Паркера, описанной в книге [76]. Под действием этой неустойчивости растет искрив-

ление магнитных силовых линий, первоначально параллельных галактической плоскости. Межзвездные облака, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, скатываются в "ямы" поля. При этом натяжение силовых линий увеличивается, глубина ямы растет и в ней могут скапливаться значительные массы газа, "висящие" на силовых линиях. Характерное время развития неустойчивости Релея—Паркера составляет $10^7 - 10^8$ лет.

Динамические процессы, рассмотренные в этом параграфе, характерны для межзвездного газа Галактики. Что касается других галактик, то в них пока не удастся наблюдать отдельные облака, и заключения о динамике внутригалактической среды делаются по аналогии с Галактикой. Тем не менее рассмотренные в этом параграфе виды неустойчивости имеют достаточно общий характер и должны проявляться в газе всегда, когда реализуются соответствующие условия.

§ 2. Приток массы и кинетической энергии от звезд во внутригалактическую среду

В процессе своей эволюции звезда теряет массу. Выброшенное из звезды вещество служит исходным материалом для формирования межзвездных облаков и затем образования звезд следующего поколения. Информация о том, из каких звезд и с какой скоростью происходит пополнение внутригалактической среды веществом, получена почти исключительно из наблюдений звезд в Галактике. Применение имеющихся данных к другим галактикам требует достаточно полного знания состава звездного населения в них. Отсутствие в настоящее время нужных сведений по этому вопросу создает трудности при изучении эволюции галактик.

Потеря вещества в первую очередь обнаруживается у тех звезд, которые обладают непосредственно видимыми оболочками, образованными выброшенным веществом. Наиболее сильно проявляется процесс выброса вещества при вспышках сверхновых звезд. Оценки массы сбрасываемой при вспышке оболочки недостаточно надежны, но надо полагать, что для SNI она не превосходит $1 M_{\odot}$ (вероятно, значительно меньше), а для SNII может достигать нескольких солнечных масс.

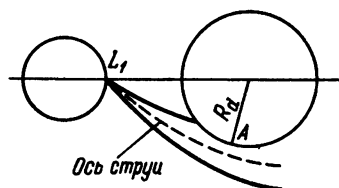
Вспышки сверхновых происходят редко. Поэтому, хотя массы сбрасываемых оболочек велики, от них поступает в межзвездную среду Галактики не более чем несколько сотых масс Солнца за год. Нужно, однако, иметь в виду, что по современным представлениям об эволюции звезд нуклеосинтез тяжелых элементов Ni, Fe и др. может происходить только в звездах, вспыхивающих как сверхновые, и, следовательно, сверхновые должны быть основным источником обогащения внутригалактической среды тяжелыми элементами. Данные о количестве Fe, поступающего в среду при одной вспышке расходятся — в работах приводятся значения от $10^{-2} M_{\odot}$ до $1 M_{\odot}$. По-видимому, в настоящее время для оценок можно принять эту величину равной $0,1 M_{\odot}$.

Следующими за сверхновыми по энергетике являются вспышки новых звезд. При каждой из таких вспышек в межзвездную среду поступает масса порядка $10^{-4} M_{\odot}$ и, следовательно, при современной частоте вспышек в Галактике, около 200 за год, новые дают в сумме такой же ежегодный приток вещества, как и сверхновые.

Скорость поступления вещества от новых и сверхновых звезд вместе составляет в настоящее время для Галактики ($10^{-1} - 10^{-2}$) $M_{\odot}/\text{год}$, и это вещество составляет малую долю всего газа, поступающего в Галактику за год. Что же касается вспышек сверхновых и новых как источника энергии внутригалактической среды — прежде всего кинетической, то тут их роль гораздо более значительна.

Потеря вещества новыми звездами происходит не только во время вспышек. Эти звезды, как и новоподобные типа U Близнецов, представ-

Р и с. 17. Схема перетекания вещества в тесной двойной системе



ляют собой тесные двойные системы (ТДС), состоящие из двух карликовых звезд. Среди эквипотенциальных поверхностей в ТДС есть одна, называемая критической. Двигаясь по ней, вещество из окрестности одной звезды может перейти к другой без затраты энергии. Наличие такой поверхности создает благоприятные условия для перетекания вещества от одной звезды к другой. В процессе перетекания часть вещества уходит из системы (рис. 17). Подробно этот процесс описывается в [168]. Система может терять до 30–40% перетекающего газа. Для бывшей новой звезды типа U Близнецов $\lesssim 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$. Учитывая численность звезд в галактике — $N_{\text{бывш.нов}} \approx 10^6$ и $N_{\text{U Gem}} \lesssim 10^8$ получаем, что указанным путем в Галактику поступает около $10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$. Может быть, еще большее количество массы поступает в Галактику от плохо изученных систем типа WUMa, число которых $\sim 10^9$.

У звезд, обладающих внешней конвективной зоной, происходит истечение вещества, называемое звездным ветром и непосредственно наблюдаемое у Солнца. Энергия движения конвективных потоков во внешних слоях звезды преобразуется в энергию волн различной природы. Эта энергия диссипирует в тепло, и нагретый таким образом газ образует корону звезды. При достаточно сильном нагреве возникает квазистационарное течение. Из уравнений, описывающих сферически симметричное стационарное течение в поле тяготения при наличии источников или стоков тепла, получается следующее уравнение, определяющее скорость течения $v(r)$ (r — расстояние от центра звезды):

$$\left(\frac{v^2}{c^2} - 1 \right) \frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = - \frac{1}{c^2} \frac{GM_*}{r} - \frac{\gamma - 1}{c^2} \frac{dQ}{dr} + \frac{2}{r}, \quad (4.12)$$

где dQ — количество тепла, поступающее в газ и определяемое, в соответствии со вторым законом термодинамики, условием

$$dQ = \frac{1}{\gamma - 1} \left[\frac{dp}{\rho} - c^2 \frac{d\rho}{\rho} \right], \quad (4.13)$$

а c — местная скорость звука.

Из (4.12) следует вывод о том, что в дозвуковом ($v < c$) течении газа при наличии гравитации скорость стационарного течения возрастает с расстоянием. Таким же образом действует на газ приток тепла. При переходе через звуковую точку ($v = c$) движение превращается в сверхзвуковое, и указанные факторы начинают действовать противоположным образом. Возможность сверхзвукового течения обусловлена превращением тепловой энергии в энергию направленного движения.

Средняя скорость потери массы Солнцем вследствие солнечного ветра в настоящее время составляет около $10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$. Что же касается других звезд классов G, K, M, то для них оценки скорости потери массы менее надежные. По-видимому, общее поступление массы в Галактику от таких звезд порядка $(10^{-2} - 10^{-1}) M_{\odot}/\text{год}$. Среди пульсирующих звезд есть многочисленная группа долгопериодических переменных. Вокруг этих объектов, имеющих огромные размеры ($R_* = (500 - 600) R_{\odot}$), наблюдаются газово-пылевые оболочки, по всей видимости образованные из потерянного звездами вещества. Долгопериодические переменные являются звездами большой абсолютной светимости ($L_* \leq 10^{37}$ эрг/с) и соответственно давление их излучения способно ускорять космические пылинки, образующиеся в атмосфере звезды, преодолевая действие тяготения. Пыль при достаточно большом содержании ее в среде может увлечь в своем движении газ. Указанный процесс вызывает появление течения, также называемого звездным ветром, но имеющего иную, чем солнечный ветер, природу. В данном случае течение вызвано давлением излучения. Потеря вещества облегчается очень большой протяженностью атмосферы этих звезд, так как ускорение тяготения там очень малое и составляет менее $0,1 \text{ см}/\text{с}^2$. Звездный ветер указанного типа существует и у неппульсирующих красных гигантов, так как вокруг них наблюдаются оболочки. Полученная из наблюдений оболочек зависимость скорости потери массы от светимости L_* , ускорения силы тяжести на поверхности g_* и радиуса звезды R_* имеет вид [169]

$$\frac{\Delta M_*}{M_*} = 4 \cdot 10^{-13} \frac{L_*/L_{\odot}}{(g_*/g_{\odot})(R_*/R_{\odot})} \text{ год}^{-1}. \quad (4.14)$$

Таким образом, потеря массы может доходить до $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, а по некоторым данным [170] и до $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Учитывая численность красных гигантов в Галактике, можно прийти к выводу, что вклад этих звезд в общий приток массы в межзвездную среду является существенным, составляя около $1 M_{\odot}/\text{год}$ или более. Вещество, выбрасываемое этими звездами, обогащено тяжелыми элементами, в частности C, N, O.

Истечение вещества под действием лучевого давления характерно для горячих сверхгигантов класса O и звезд типа WR. Звезды WR массивны ($M_* \geq 10 M_{\odot}$), поверхностные температуры их превышают 40–50 тысяч кельвинов и светимости $L_* \geq 10^{37}$ эрг/с. В отличие от красных гигантов, у которых звездный ветер имеет сравнительно небольшую скорость ($\leq 100 \text{ км}/\text{с}$), давление излучения у горячих сверхгигантов создает течение со скоростью, превышающей $10^3 \text{ км}/\text{с}$. Истекающий газ состоит в основном из атомов гелия в разных стадиях ионизации. Скорость потери массы, определяемая по профилям спектральных линий, составляет $(10^{-4} - 10^{-5}) M_{\odot}/\text{год}$ [171].

Одиночные звезды типа WR входят в состав звездных ассоциаций и, следовательно, являются молодыми объектами. Общее число их в Галактике невелико, порядка 10^2 , и поэтому, несмотря на высокий темп потери массы, они вносят во внутrigалактическую среду существенно меньше вещества, чем, например, красные гиганты, — всего лишь порядка $10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$.

Многие из звезд типа WR содержатся в массивных ТДС, и о состоянии их атмосфер получается более полная информация. Оценка на этой основе скорости потери массы звездой WR — компонентой ТДС — приводит к той же величине $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, что и для одиночной звезды.

Звездный ветер от звезд класса O (число их в Галактике, по-видимому, составляет несколько тысяч) обеспечивает приток массы того же порядка.

От всех перечисленных источников в межзвездную среду Галактики поступает количество вещества около $1 M_{\odot}/\text{год}$, причем в основном от звезд поздних спектральных классов. Вероятно, темп поступления вещества в расчете на массу Солнца ($10^{-10} - 10^{-11}$) $M_{\odot}/\text{год}$ характерен для спиральных галактик вообще. Что же касается эллиптических галактик, то скорость пополнения газом внутrigалактической среды у них в настоящее время, по-видимому, ниже. На это указывает как очень малое содержание газа в галактиках типа E, так и отсутствие в них молодых звезд, быстро теряющих вещество.

При скорости движения $10^3 \div 2 \cdot 10^3$ км/с кинетическая энергия газа, истекающего из горячих гигантов, порядка 10^{36} эрг/с). Движущийся газ, взаимодействуя с окружающей звездной средой, создает "пузырь", содержащий горячий, с температурой $T \approx 10^6 - 10^7$ К, газ. Столь высокая температура достигается за счет перехода кинетической энергии в тепловую. "Пузырь" расширяется, образуя вокруг себя более холодную тонкую оболочку, состоящую в основном из "заметного" при движении межзвездного газа. Динамическая эволюция этого образования рассмотрена в работе [172]. Характерное время эволюции порядка 10^6 лет, после чего создавшая его звезда превратится в красный сверхгигант. Размер такого пузыря порядка 10–20 пк и он должен являться слабым источником рентгеновского излучения. "Пузыри" от соседних звезд могут объединяться, образуя сложную конфигурацию размерами в сотни парсек ("сверхпузырь").

Горячий газ ($T \approx 10^7$ К) аналогично рассмотренному случаю пузыря, образованного звездным ветром, содержится и внутри расширяющейся оболочки сверхновой звезды. Эволюция оболочки сверхновой рассчитывалась во многих работах (о них см., например, [76]). В том случае, когда сверхновая вспыхивает в области межзвездной среды, уже нагретой предшествующим взрывом, эволюция идет несколько по-иному. Подобная ситуация может возникнуть в звездном скоплении, где звезды эволюционируют более или менее одновременно, и соответственно вспышки сверхновых разделены небольшими временными интервалами. Модельный расчет [173] дает характеристики получающегося сверхпузыря в зависимости от характеристик внутrigалактической среды, в которой он образовался.

Расширение "пузырей" и "сверхпузырей" может обеспечить приток большого количества кинетической и тепловой энергии во внутrigалакти-

ческую среду. Горячий газ, содержащийся в "пузырях" остывает очень медленно, за время порядка 10^{10} лет, благодаря своей очень низкой плотности ($n \approx 10^{-2} - 10^{-4}$ ат/см³) и представляет собой "третью фазу" межзвездного газа, на которую приходится значительная доля (10–15%) всего объема внутригалактической среды.

Другими источниками кинетической энергии, поступающей во внутригалактическую среду, являются, как уже говорилось выше, вспышки новых звезд. Вместе со звездным ветром от звезд поздних классов они вносят в Галактику около 10^{48} эрг/с — по порядку величины столько же, сколько дает расширение "пузырей". Всего поступающей во внутригалактическую среду Галактики энергии достаточно, чтобы компенсировать диссипацию ее кинетической энергии при столкновениях облаков и сток энергии при конденсации газа в звезды. Поэтому в целом в Галактике и подобных ей системах реализуется квазиравновесное динамическое состояние межзвездной среды. Что касается галактик типа E, то вопрос о балансе вещества и энергии в них сложен и обсуждается в § 4.

§ 3. Звздообразование и баланс массы межзвездного газа в спиральных галактиках

Поступление вещества из звезд во внутригалактическую среду увеличивает массу среды. При существующих темпах притока массы в Галактике и отсутствии стоков количество внутригалактической среды должно было бы сильно превышать ее количество, найденное из наблюдений. Поэтому должны существовать механизмы стока массы. Для Галактики и, по-видимому, для подобных ей спиральных систем основным механизмом стока массы внутригалактической среды является образование звезд путем конденсации межзвездного газа. Вопросы, связанные с образованием звезд в Галактиках, детально рассматриваются в монографии [45], и здесь нет необходимости на них подробно останавливаться. В данном разделе обсуждается главным образом влияние звездообразования на внутригалактическую среду.

По современным представлениям звезды образуются вследствие гравитационной неустойчивости газовых облаков, приводящей к их сжатию (коллапсу). Облако, находящееся в межзвездной среде, становится неустойчивым к коллапсу под действием самогравитации при условии достаточно большой плотности в нем. "Поджатие" облаков достигается действием ударных волн. Помимо действия уже описанных ударных волн, возникающих при столкновениях облаков, сжатие газа происходит при вспышках сверхновых звезд, расширении зон НII вокруг горячих звезд и под действием звездного ветра. Сжатие газа происходит также при втекании его в потенциальную яму, образующуюся вследствие распространения волны плотности по галактическому диску. Звздообразование может стимулироваться каждым из перечисленных факторов.

Состояние и структура внутригалактической среды зависят от происходящих в ней различных процессов и, в частности, от темпов и характера звездообразования, поскольку такие факторы, как расширяющиеся "пузыри" горячего газа, ударные волны при вспышках сверхновых, зоны ионизации, создаются возникающими звездами, которые быстро эволюционируют.

Таким образом, процесс конденсации газа в звезды определяется свойствами внутригалактической среды, и задача о звездообразовании должна решаться как самосогласованная. Это сейчас сделать трудно, так как законченная теория образования звезды из газа отсутствует.

Исследование процесса конденсации облака обычно проводят при упрощающих предположениях, считая, в частности, сжимающееся облако сферически симметричным образованием. Расчеты коллапса облаков производились с 60-х годов. Их результаты, полученные до середины 70-х годов, приведены в обзорах [174] и [175]. Из расчетов следует, что в эволюции протозвездного облака можно выделить несколько этапов. На первом этапе сжатие идет в режиме свободного падения. Дальнейшее сжатие при учете нагрева газа и объемных теплотерь оказывается негомологическим. В центре возникает плотное ядро, масса которого составляет несколько процентов от всей коллапсирующей массы. Вначале коллапс происходит изотермически, но при достижении достаточно большой плотности температура в ядре возрастает настолько, что сжатие ядра останавливается. Характерное время процесса коллапса порядка 10^4 лет.

Ход коллапса сильно зависит от механизма охлаждения газа — происходит ли оно путем возбуждения молекул H_2 , атомов тяжелых элементов или на частицах межзвездной пыли. При образовании первого поколения звезд — из среды, не обогащенной тяжелыми элементами, — охлаждение на молекулах H_2 играет главную роль.

Возрастание массы ядра сопровождается повышением его температуры и одновременным уменьшением непрозрачности вследствие ионизации атомов тяжелых элементов и испарения пылинок. Путем постепенной аккреции вещества оболочки на ядро возникает звезда. Количество вещества, конденсирующегося в звезду, зависит от многих факторов — массы протозвезды, химического состава газа, начальных значений температуры и плотности и т.п. Вокруг образовавшейся звезды должна существовать плотная оболочка больших по сравнению с R_* размеров, излучающая в инфракрасной области спектра и в радиодиапазоне.

Процесс коллапса может проходить совершенно по-иному, если протозвездное облако вращается. Лишь малая доля массы облака, зависящая от начальных условий и механизма передачи углового момента, способна сконденсироваться в звезду [176]. Остальная часть облака образует торoidalную конфигурацию, впоследствии фрагментирующую. Не выяснена до конца роль магнитного поля облака в процессе коллапса — эта проблема подробно обсуждается в [45]. Таким образом, пока нет достаточно основательной теории образования даже одиночной звезды. Вследствие кратковременности процесса гравитационного коллапса не удается получить его картину и из наблюдений.

Для нахождения функции масс возникающих звезд имеющихся расчетов недостаточно, тем более, что поздние стадии после образования ядра рассчитываются крайне ненадежно. Функция масс должна сильно зависеть от локальных условий во внутригалактической среде. Эту функцию $f(M)$ предполагают в таком виде:

$$f(M) \sim M^{-(1+\alpha)}, \quad (4.15)$$

где α — некоторый параметр. Число образующихся звезд с массой в интер-

вале от M до $M + dM$ равно $f(M) dM$. Величина α , по-видимому, не одинакова для разных групп звезд и разных галактик. В соответствии со сказанным выше она должна сильно зависеть от конкретных условий, имеющих место в области звездообразования. Как принято считать, $1 \leq \alpha \leq 2$.

При расчетах скорости звездообразования в галактике вслед за работой [177] часто принимается, что

$$\frac{dM_*}{dt} \sim (\rho_g)^k, \quad (4.16)$$

где M_* — суммарная масса образующихся за единицу времени звезд и ρ_g — плотность газа, из которого образуются звезды. По результатам наблюдений галактик величина k лежит в интервале $1 \leq k \leq 2,5$. Зависимость (4.16) не вполне согласуется с данными наблюдений внешних областей галактик, где величина ρ_g мала по сравнению со средним значением для галактики, а молодых звезд много [178].

Причина расхождений, вероятно, состоит в том, что найти величину k из наблюдений трудно по ряду обстоятельств — звезды наблюдаются не в момент своего возникновения, величина ρ_g сглаживается из-за недостаточного разрешения, часть газа может быть в ненаблюдаемой форме (H_2).

Соотношение вида (4.16) получается при рассмотрении баланса массы межзвездного газа [179], если принять, что плотность его определяется только поступлением газа от звезд и расходом на звездообразование. Пусть $M_g(V)$ — масса газа в достаточно большом по сравнению с размерами межзвездного облака объеме V ($V \ll V_{\text{гал}}$). Если t_s — характерное время, через которое выброшенный из звезд газ снова превращается в звезды, то уравнение баланса массы записывается в таком виде:

$$\Delta M_g(V) = \dot{M}_*(V) \Delta t - M_g(V) \frac{\Delta t}{t_s}, \quad (4.17)$$

где $\dot{M}_*(V)$ — скорость притока вещества от звезд в объем V и $\Delta t \ll t_s$. Пусть t_s зависит от плотности следующим образом:

$$t_s = \frac{q}{\rho^m}. \quad (4.18)$$

В частности, подобным образом (при $m = 1$) от плотности зависит характерное время формирования облаков под действием тепловой неустойчивости. Обозначая

$$\rho = \frac{M_g(V)}{V}; \quad \dot{\rho}_* = \frac{\dot{M}_g(V)}{V}, \quad (4.19)$$

из (4.17) получаем уравнение

$$\frac{d\rho}{dt} = \dot{\rho}_* - \frac{\rho^{1+m}}{q}. \quad (4.20)$$

В стационарном состоянии $\frac{d\rho}{dt} = 0$, а количество газа, конденсирующегося в звезды за единицу времени, равно количеству поступающего газа, и

поэтому

$$\frac{dM_*}{dt} \sim \dot{\rho}_* \sim \rho^{1+m}. \quad (4.21)$$

Соотношение (4.21) совпадает с (4.16) ($1 + m = k$).

Решение уравнения (4.20) при $\dot{\rho}_* = \text{const}$, $m = 1$ и начальном условии $t = 0$, $\rho = \rho_0$ представляется формулой

$$\rho = a \frac{\frac{a + \rho_0}{a - \rho_0} e^{2bt} - 1}{\frac{a + \rho_0}{a - \rho_0} e^{2bt} + 1}, \quad (4.22)$$

где обозначено

$$a = \sqrt{\frac{\dot{\rho}_*}{\rho_*} q} \text{ и } b = \sqrt{\frac{\dot{\rho}_*}{q}}. \quad (4.23)$$

При $t \rightarrow \infty$ величина $\rho \rightarrow a$, причем характерное время установления равновесной плотности

$$t_p \approx \sqrt{\frac{q}{\dot{\rho}_*}}. \quad (4.24)$$

Величина $\dot{\rho}_*$, вообще говоря, может быть найдена из наблюдений. Что касается значения q , то оно оценивается при посредстве (4.4) и (4.18). Для окрестности Солнца при учете данных о потере массы звездами, приведенных в § 2, $\dot{\rho}_* = 10^{-40} - 10^{-41} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $q \approx 10^{-10} - 10^{-11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}$. Тогда по (4.24) $t_p \approx 10^{15} \text{ с}$ и $a \approx 10^{-25} - 10^{-26} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Значение a получилось близким к наблюдаемой величине плотности межзвездного газа в Галактике, что может служить указанием на компенсацию расхода газа на звездообразование притоком его от звезд и на отсутствие других существенных стоков газа, например выметание его из Галактики. Это же положение должно иметь место и для других изолированных спиральных галактик.

Для того чтобы учесть взаимное влияние процесса звездообразования и мелкомасштабной ($\leq 100 \text{ пк}$) структуры внутригалактической среды и приблизиться, таким образом, к решению самосогласованной задачи, в ряде работ (см. [180] и там ссылки на более ранние) звездообразование предполагалось стохастическим процессом. Внутригалактическая среда представляется совокупностью ячеек. Формально вводится вероятность спонтанного звездообразования в данной ячейке и вероятность стимулированного звездообразования в ней под действием других ячеек. При расчетах эволюции внутригалактической среды в диске учитывается эволюция образующихся звезд, потеря массы звездами, неодинаковость распределения по ячейкам, динамическое взаимодействие ячеек. В качестве свободного параметра принимался интервал между периодами спонтанного образования звезд.

Результаты расчетов показали, что дифференциальное вращение увеличивает размеры областей звездообразования, так как под действием "актив-

ной ячейки" звезды начинают образовываться и в соседних ячейках. За время порядка 10^{10} лет в дифференциально вращающемся диске возникает подобие спиральной структуры. На этом основании рассчитанная модель представляется альтернативным объяснением происхождения наблюдаемой спиральной структуры галактик.

Темп звездообразования в галактиках, по-видимому, не является постоянным. Имеется много оснований считать, что время от времени в звездных системах происходят вспышки звездообразования. Вывод о дискретном характере процесса образования звезд получен, в частности, для Галактики [181], хотя не все наблюдательные данные согласуются с ним (подробнее см. [45]).

О происходящих вспышках звездообразования можно судить по наличию в той или иной галактике большого числа горячих звезд. Поскольку эти звезды голубые и абсолютно яркие, их излучение влияет на цвет всей галактики или отдельных ее областей, которые становятся более голубыми. Обширные расчеты цвета и распределения энергии в спектре для моделей галактик, испытывающих вспышки звездообразования, произведены в [182].

Убедительные свидетельства интенсивного звездообразования в сравнительно недавнем прошлом получены для некоторых изолированных областей III. Фотометрическое изучение голубых карликовых галактик [183] показало, что интенсивное звездообразование в них происходило не ранее чем 10^8 лет назад. Это следует в первую очередь из отмеченного в гл. I (§5) факта — содержания большого количества молодых звезд класса O в изолированных областях III. Так, например, чтобы обеспечить возникновение эмиссионного спектра у галактики NGC 4861, относящейся к этому типу, нужно $10^4 - 10^5$ звезд класса O [183]. Содержание гелия в галактике сильно понижено ($n_{\text{He}}/n_{\text{H}} = 0,082 \pm 0,007$), как и содержание кислорода, что дает основания считать находящийся в ней газ в значительной доле "первичным". Другой пример — галактика I Zw 18, состоящая из нескольких облаков с массами ($10^6 - 10^7$) $M_{\odot}$. Звездообразование в ней началось не ранее чем $2 \cdot 10^7$ лет назад [184].

Вопрос о том, чем стимулируются вспышки звездообразования как в указанных случаях, так и во многих других, нуждается в выяснении путем дальнейших наблюдений. Не исключено, что существенную роль в стимулировании звездообразования играет взаимодействие с другими, соседними системами.

§ 4. Истечение газа из галактик — "галактический ветер"

Хорошо известно, что в большинстве эллиптических галактик ($\sim 90\%$) газ в форме атомарного водорода или ионизованный газ не обнаруживается. Оценка предельно возможного содержания газа в соответствии с современными наблюдательными возможностями дает $M_{\text{газа}}/M_{\text{звезд}} \leq 0,005$ [54].

Если считать, что в межзвездной среде эллиптических галактик имеет место баланс поступления массы от звезд и стока на звездообразование, то в соответствии с первой из формул (4.23) нужно полагать, что плотность газа там относительно низкая. Звезды, населяющие эллиптическую галактику, обладают в среднем малой скоростью потери вещества —

$(10^{-13} - 10^{-14}) M_{\odot}/\text{год}$ в расчете на одну солнечную массу и соответственно равновесная плотность газа в них должна быть на один-два порядка ниже, чем в спиральных галактиках. Однако и при этом в тех из достаточно массивных эллиптических галактик, где газ должен бы был наблюдаться, его не находят.

В связи с дефицитом газа в галактиках типа *E* рассматривались различные возможные механизмы стока газа путем удаления его из галактики. Широко известен механизм "галактического ветра", предложенный в работе [164] для сферических галактик. С физической стороны этот механизм очень простой. Для предотвращения падения газа, находящегося внутри галактики к ее центру (в потенциальную яму) температура газа должна быть высока — при $M_{\text{гал}} \approx 10^{11} M_{\odot}$ по формуле (2.17) — порядка 10^6 К или выше. Если в газе имеются достаточно мощные источники нагрева, то температура его может повыситься настолько, что начнется истечение газа наружу.

В работе [164] в качестве источников дополнительного нагрева газа принимаются вспышки сверхновых звезд в галактике. Истечение сферически симметричное и описывается обычными уравнениями газодинамики. В этих уравнениях учитывается приток вещества в среду от звезд — скорость притока предполагается пропорциональной звездной плотности — поступление в среду количества движения Δ_p и энергии Δ_E от внешних источников, а также потеря энергии на излучение, определяемая функцией высвечивания $\Lambda(T)$. При указанных условиях уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = \alpha \rho_*, \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} + \frac{\Delta_p}{\rho}, \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3}{2} \frac{kT}{m} + \varphi_g \right) \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \rho v \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{kT}{m} + \varphi_g \right) \right] = \\ = \Delta_E - \left(\frac{\rho}{m} \right)^2 \Lambda(T). \end{aligned} \quad (4.27)$$

К системе (4.25) — (4.27) добавляется уравнение Пуассона, записываемое при условии $M_{\text{газа}} \ll M_{\text{гал}}$ в такой форме:

$$\Delta^2 \varphi_g = 4\pi G \rho_*. \quad (4.28)$$

Для величин Δ_p и Δ_E приняты выражения

$$\Delta_p = -\alpha \rho_* v, \quad (4.29)$$

$$\Delta_E = \alpha \rho_* \frac{3kT_s}{m}, \quad (4.30)$$

где T_s — средняя температура газа, выбрасываемого из звезд, по предположению, главным образом при вспышках сверхновых. Величина α — параметр.

Галактический ветер рассматриваемого вида возможен лишь при достаточно большой частоте вспышек сверхновых, так как нагретый при вспышке газ не должен существенно охладиться, пока не испытает дополнительный нагрев от другой вспышки. Это условие записывается в виде

$$t_{\text{нагр}} < t_{\text{охл}}. \quad (4.31)$$

Предполагая, что плотность газа, пропорциональная средней плотности звездного вещества

$$\rho = a\rho_*, \quad (4.32)$$

нетрудно получить [179], что необходимая для создания галактического ветра частота вспышек $\nu_{\text{всп}}$ (в расчете на единицу массы) должна удовлетворять неравенству

$$\nu_{\text{всп}} > \frac{a^2 \Lambda(T) \rho_*}{m_{\text{H}}^2 E_0}. \quad (4.33)$$

Здесь E_0 — доля энергии вспышки, расходуемая на нагревание газа, и $\Lambda(T)$ — функция высвечивания, определяемая, например, по (4.6). При $T \approx 10^7$ К ее значение $10^{-23} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3/\text{с}$. Частота вспышек сверхновых в эллиптических галактиках, наблюдаемая в настоящее время, удовлетворяет (4.33) лишь при $a < 10^{-5}$, т.е. при массе газа, составляющей менее $(10^6 - 10^7) M_\odot$. Если же частота вспышек сверхновых превосходила наблюдаемую на два-три порядка, например, в эпоху активного звездообразования, то указанный механизм мог быть достаточно эффективным для выметания газа при гораздо большем его количестве.

Численное решение задачи о галактическом ветре в спиральных галактиках проводилось в работе [185]. Система уравнений газодинамики записывалась в цилиндрических координатах — для диска. Учитывалось вращение и наличие балджа, а также теплопроводность газа. Отношение M_b/M_d массы балджа к массе диска принималось в интервале $1,0 - 0,01$, а общая масса галактики считалась равной $2 \cdot 10^{11} M_\odot$.

В указанной работе, так же как и в [179], подчеркивалось значение условия (4.31) и была получена оценка той величины концентрации газа, при которой может происходить стационарное истечение его наружу ($n_g \lesssim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$). Эта величина соответствует массе $(10^5 - 10^6) M_\odot$. Таким образом, и для спиральных галактик подтверждается указанный выше критерий образования галактического ветра. Если плотность газа достаточно велика, то истечение газа не происходит. Из расчетов следует, что при малых значениях отношения M_b/M_d условия для истечения газа из галактики более благоприятны. Вместе с тем указанный механизм выметания газа более эффективен для балджа, чем для диска.

Большая частота вспышек сверхновых в галактике возможна, если в ней происходит активное звездообразование. Это обстоятельство использовано в работе [186], где исследована возможность "порывов" галактического ветра при вспышках звездообразования. Характерное время процесса оценивается величиной $5 \cdot 10^8$ лет. Следует заметить, что для скорости потери массы звездами и для энергии, освобождающейся при вспышках сверхновых, в [186] приняты завышенные значения и для суждений о

реализации указанного механизма выметания газа из эллиптических галактик нужно иметь более полное представление о характере звездообразования в них.

В отличие от редко обнаруживаемого в эллиптических галактиках нейтрального газа, ионизованный газ, выявляющийся по излучению в линии [OII] λ 3727 и других, в этих галактиках встречается довольно часто, как и в галактиках типа S0. Обычно ионизованный газ сконцентрирован в центральной области галактики и образует там газовый диск. Теоретический анализ возможных фигур равновесия газа в гравитационном поле галактики [187], основанный на решении уравнения гидростатического равновесия

$$\frac{\Delta p}{\rho} = \Delta \left(\varphi_g + \frac{1}{2} \Omega_{\text{вп}}^2 r^2 \right), \quad (4.34)$$

продемонстрировал возможность образования при определенных условиях дискообразной газовой конфигурации в центре галактики.

При однородном сфероидальном распределении в системе звездной плотности и изотермичности газа в ней решение уравнения (4.34) найдено в следующей форме:

$$\rho(r; z) = \rho_c \exp \left\{ \frac{\Omega_{\text{вп}}^2 - 2\pi G \rho_* A_0}{2c^2} r^2 - \frac{\pi G \rho_* C_0}{c^2} z^2 \right\}, \quad (4.35)$$

где A_0 и C_0 — известные функции эксцентриситета, входящие в выражение потенциала

$$\varphi_g(r; z) = -\pi G \rho_* [A_0 r^2 + C_0 z^2], \quad (4.36)$$

и c — скорость звука. Вид распределения газа в пространстве зависит от знака величины $F = \Omega_{\text{вп}}^2 - 2\pi G \rho_* A_0$. При $F = 0$ получается плоский диск с экспоненциальным распределением плотности по z :

$$\rho(z) = \rho_c e^{-\frac{z^2}{D^2}}, \quad (4.37)$$

где

$$D^2 = \frac{c^2}{\pi G \rho_* C_0}. \quad (4.38)$$

При $F < 0$ получается сфероидальная фигура равновесия, при $F > 0$ — двуполостный гиперболоид вращения. Более точное исследование [188] равновесия газа в поле тяготения галактики путем решения кинетического уравнения для газа, "вложенного" в сфероидальную галактику, показало, что вращение газа в диске должно следовать закону

$$\Omega_{\text{вп}}(r) = \frac{\Omega_{\text{вп}}^{(0)}}{1 + \eta r^2}, \quad (4.39)$$

где величина $\eta \sim c^2$, т.е. диск вращается дифференциально. При этом зависимость плотности газа от z , выраженная (4.35), сохраняется.

Хотя в указанных работах решение задачи получено при сильно ограничивающих предположениях, качественная картина распределения газа должна оставаться такой же и для систем со звездной плотностью, убывающей от центра по экспоненциальному закону. У сфероидальных галактик наблюдае-

мое вращение недостаточно для того, чтобы определять форму галактики, но оно создает угловой момент газа, выбрасываемого из звезд. Вследствие этого спадающий к центру газ обязательно образует дискообразную конфигурацию.

При отсутствии галактического ветра масса газа в центральных областях галактики увеличивается. Вследствие дифференциального вращения должен возникать поток массы к центру системы, и плотность газа там будет возрастать, создавая тем самым условия для вспышки звездообразования.

Наблюдения показывают, что в центральных областях эллиптических галактик часто проявляется активность, выражающаяся, в частности, в сильном увеличении светимости этих областей по сравнению с нормальной. Оставляя полное обсуждение вопроса о природе активности до гл. VIII, рассмотрим здесь возможную связь выметания газа из галактики с активностью в ядре галактики. Заметим, что вспышка звездообразования в центральной области галактики может рассматриваться как частный случай активности, поскольку во время такой вспышки светимость этой области должна сильно увеличиться.

Есть основания считать, что облачная структура внутrigалактической среды и существование пыли в составе облаков свойственны не только Галактике, но и другим галактикам, в частности эллиптическим (например, Сеп А) [189]. При резком и достаточно сильном увеличении светимости L в центральной области лучевое давление на содержащуюся в облаках пыль возрастает — это должно вызывать их движение от центра. Верхняя граница скорости, которую облако радиусом $R_{\text{обл}} = 1$ пк и с плотностью $n = 10^2 \text{ см}^{-3}$ может получить на расстоянии r от центра галактики под действием лучевого давления, определяется соотношением [190]

$$v_r < 2 \cdot 10^7 \frac{\sqrt{L}}{r} \text{ см/с.} \quad (4.40)$$

При выводе этого условия принято, что содержание пыли в облаке по массе составляет 1%, а размеры пылинок 10^{-5} см. Если $L < 10^{46}$ эрг/с, то время $t_{\text{вым}}$, необходимое для того, чтобы облако удалилось от центра галактики на 15 кпк,

$$t_{\text{вым}} \geq 3 \cdot 10^7 \text{ лет,}$$

что превосходит среднее "время жизни" облака t_c .

Вещество облаков, смещаясь с межзвездным газом, должно передавать ему энергию и количество движения. Так как $t_c < t_{\text{вым}}$, то среда с облаками, содержащими пыль в отношении реакции на лучевое давление может рассматриваться как эквивалентная среда с непрерывным распределением плотности. Содержание пыли в единице объема такой эквивалентной среды составляет $qq_1\rho$, где q — содержание пыли в облаке, q_1 — доля массы, заключенная в облаках и ρ — плотность газа.

Движение межзвездной среды под действием лучевого давления описывается, аналогично звездному ветру от горячих звезд, системой (4.25) — (4.27). В данном случае

$$\Delta_p = \frac{Lk(r)\rho}{4\pi cr^2}, \quad (4.41)$$



где $k(r)$ — коэффициент поглощения пылью на 1 г вещества и (в лабораторной системе)

$$\Delta_E = v \Delta_p + \alpha \rho_* (\epsilon_n - 0,5 v^2). \quad (4.42)$$

Здесь $\alpha \rho_* \epsilon_n$ — количество энергии, поступающее в среду с веществом, выбрасываемым звездами. Величиной α учитывается не только поступление газа от звезд, но и сток его на звездообразование.

Характерное время установления стационарного течения предполагается не большим, чем время, в течение которого сохраняется высокая светимость. Поэтому течение можно принять стационарным, а расстояние звуковой точки от центра галактики, по-видимому, гораздо меньше радиуса галактики. Используя эти обстоятельства, а также считая потенциал тяготения в системе соответствующим модели Кинга и пренебрегая высвечиванием, имеем такую систему газодинамических уравнений для стационарного течения (в безразмерных переменных) [190]:

$$\frac{d}{dx}(x^2 gu) = 0; \quad (4.43)$$

$$u \frac{du}{dx} + \frac{3}{5} \frac{c_0^2}{v_0^2} \left[y \frac{d \ln g}{dx} + \frac{dy}{dx} \right] + \frac{|\varphi_g^{(0)}|}{v_0^2} \frac{d\varphi}{dx} = \frac{\kappa}{x^2 v_0^2}; \quad (4.44)$$

$$\frac{d}{dx} \left[x^2 gu \left(\frac{u^2}{2} - \frac{3}{2} \frac{c_0^2}{v_0^2} y + \frac{|\varphi_g^{(0)}|}{v_0^2} \varphi \right) \right] = \gamma \frac{\kappa u g}{v_0^2}. \quad (4.45)$$

Здесь обозначено:

$$x = \frac{r}{r_0}, \quad g = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad u = \frac{v}{v_0}, \quad y = \frac{T}{T_0}, \quad \varphi = \frac{\varphi_g}{|\varphi_g^{(0)}|}, \quad (4.46)$$

$$\kappa = \frac{Lk}{4\pi c r_0}, \quad c_0^2 = \frac{5}{3} R^* T_0,$$

и индекс "0" означает соответствующую величину при $r = r_0$. Величиной γ определяется та доля энергии, получаемой в результате действия лучевого давления, которая теряется на излучение ($0 \leq \gamma \leq 1$).

При $\gamma = 1$ решение системы получается в аналитической форме, и из него следует, что $v^2(\infty) \geq 0$, если

$$2\kappa > v_{0p}^2 - v^2 - 3c_0^2, \quad (4.47)$$

где v_{0p} — величина параболической скорости при $r = r_0$. Для системы невзаимодействующих частиц

$$2\kappa > v_{0p}^2 - v_0^2. \quad (4.48)$$

Сравнение (4.47) и (4.48) показывает, что при учете газодинамических эффектов потеря газа галактикой возможна при значении светимости L в несколько раз меньше, так как кинетическая энергия течения обусловлена не только давлением излучения, но и пополняется за счет тепловой энергии газа.

При $1 < \gamma < \frac{1}{2}$, как показывает численный расчет, общий характер движения остается тем же самым. Для галактики с массой $10^{11} M_{\odot}$ и радиусом 15 кпк из (4.47) получается, что $\kappa \geq 10^{15} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$, и поэтому $Lk > 10^{48} \text{ см}^4 \cdot \text{с}^{-3}$. Так как значение $k = 10^2 - 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$, то

$$10^{45} \leq L \leq 10^{46} \text{ эрг/с.} \quad (4.49)$$

Отношение L/M для области $r < r_0 = 1$ кпк получается равным 10 – 100, что вполне возможно во время вспышки звездообразования, охватывающей массу газа $\sim 10^8 M_{\odot}$. Повышенная светимость сохраняется в течение миллионов лет, общая энергия излучения порядка 10^{59} эрг, и из галактики может быть выметена масса порядка $(10^{-2} - 10^{-3}) M_{\text{гала}}$.

При условии, что вспышки звездообразования в эллиптической галактике повторяются через сотни миллионов лет, весь газ, за исключением перешедшего в состав проэволюционировавших звезд, будет выметаться из галактики. Возможно, что действие лучевого давления дополняется галактическим ветром того типа, который рассмотрен в [164]. Относительная роль указанных механизмов выметания внутригалактической среды должна зависеть от того, насколько в ней развита облачная структура.

§ 5. Галактическое гало и окологалактические облака

В Местной группе галактик существуют массивные газовые облака, состоящие из нейтрального водорода. Вокруг Галактики, по-видимому, имеется обширная оболочка из ионизованного газа – гало. Таким образом, газ не только является важнейшей компонентой внутригалактической среды, но присутствует и вне галактики. Этот газ гравитационно взаимодействует с галактикой, представляя в какой-то мере продолжение межзвездной среды за пределами звездной системы. На вопрос о распределении газа вне галактик, и в частности, в гало, пока трудно дать окончательный ответ, но наблюдения последних лет вместе с выводами о динамике межзвездного газа существенно прояснили ситуацию.

Впервые предположение о возможности существования вокруг Галактики короны (гало), состоящей из горячего и разреженного газа, было выдвинуто более 30 лет назад [191]. Из динамических соображений была оценена [192] температура в гало Галактики – около 10^6 К и средняя концентрация атомов $10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$.

Долгое время вопрос о существовании гало оставался дискуссионным, так как не было прямых наблюдательных данных о присутствии вне Галактики горячего газа. Необходимые данные появились лишь после организации наблюдений в далекой ультрафиолетовой области спектра. При таких наблюдениях в спектрах звезд, находящихся на высоких галактических широтах, были обнаружены линии поглощения, принадлежащие высокоионизованным атомам (SiIV, CIV, OVI) [193]. Линии обладают сложной структурой: имеются компоненты со смещениями, соответствующими скоростями 60–130 км/с, что указывает на неоднородную кинематическую структуру поглощающей среды. С присутствием горячего газа на большом расстоянии (~ 8 кпк) от галактической плоскости связывают

и происхождение мягкого диффузного рентгеновского излучения [194]. Вместе с тем оптические наблюдения межзвездных линий TiII, CaII, NaI и других, а также радионаблюдения на длине волны $\lambda = 21$ см продемонстрировали сложную структуру холодного межзвездного газа на больших расстояниях от галактической плоскости. Разреженный газ на высоких широтах, состоящий главным образом из нейтральных атомов водорода, вращается со скоростью, превосходящей скорость вращения вблизи галактической плоскости [195]. Таким образом, газ в гало неоднороден по температуре.

Наблюдения рентгеновского излучения от эллиптической галактики M 86 показали, что горячий разреженный газ в ее окрестностях имеет концентрацию такую же, как и в короне Галактики ($n_0 \approx (4-5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [196]). Однако в случае эллиптических галактик вопрос о равновесии гало и о механизмах нагрева газа должен ставиться по-иному, чем для спиральных. Если в галактике типа E содержится газ, то температура его высока, и поэтому при переходе к гало не возникает резкого скачка температуры. Температура межзвездного газа в спиральной галактике на два-три порядка ниже, чем температура в короне галактики. Величина давления p/k в короне оказывается на порядок больше, чем в межзвездной среде.

Гидростатическое равновесие газовой короны Галактики рассматривалось еще в работе [192]. Важная роль в поддержании равновесия короны отводилась магнитному полю и давлению космических лучей. В настоящее время главным фактором, приводящим к образованию короны и поддерживающим ее, считают вспышки сверхновых звезд в Галактике. После вспышки образуется горячий "пузырь" с пониженной плотностью, движущийся под действием силы плавучести в направлении от галактической плоскости [197]. Таким путем и вещество и энергия из области галактического диска поставляются в корону. Скорость поступления массы $\sim 8 M_\odot/\text{год}$ и энергии — около 10^{41} эрг/с. Указанный механизм подобен конвекции.

Кинематика всплывающего газа и его дальнейшая эволюция подробно исследованы в работе [198]. После того как горячий ($T \approx 10^6$ K) газ поднимется на значительную высоту (до 10 кпк), он должен остывать и в результате тепловой неустойчивости конденсироваться в облака. Характерное время конденсации определяется формулой (4.4) и составляет $\sim 5 \cdot 10^7$ лет. Характерный размер конденсаций — несколько парсеков. Конденсации должны иметь плоскую форму. Эти выводы и оценки, полученные на основе линейной теории тепловой неустойчивости, подтверждаются более полным исследованием тепловой неустойчивости в гравитационном поле при учете нелинейных эффектов [199].

Проблема образования и роста облаков в горячем газе связана с задачей о распространении волны охлаждения по горячему газу. В работе [200] было предложено автомодельное решение этой задачи при учете радиативного охлаждения и теплопроводности. При определенных условиях движение волны охлаждения может сильно увеличить массу формирующегося холодного облака.

По оценкам [201] масса газовой короны Галактики составляет около $7 \cdot 10^7 M_\odot$. Образующиеся облака должны падать на диск Галактики, двигаясь по спирали и возвращаясь в диск, за время 10^7-10^8 лет после своего

образования. Масса, падающая на диск в виде облаков, согласно [201], составляет около $2,4 M_{\odot}$.

Наблюдения в линии $\lambda = 21$ см указывают на существование потока облаков, сталкивающихся с галактическим диском со скоростью 110 км/с [202]. Узость потока (≈ 4 пк в ширину при длине 80 пк) показывает, что он образовался недавно и поэтому не успел расшириться. Масса нейтрального водорода в потоке $\approx 150 M_{\odot}$. Сейчас трудно сказать, являются ли наблюдаемые облака результатом аккреции межгалактического газа на Галактику или это газ, возвращающийся из гало в диск после охлаждения и конденсации. Возможность аккреции межгалактического газа на галактики обсуждалась неоднократно (см., например, [202]), но к определенным выводам исследования не привели.

В энергетическом балансе газа, составляющего гало, могут играть существенную роль субкосмические лучи [194] и гипотетическое фоновое ультрафиолетовое излучение, идущее из межгалактического пространства [52], [203]. Характеристики этих источников энергии известны плохо, и пока нет условий для решения в достаточно полном виде задачи о состоянии газа в галактической короне.

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Многие из наблюдаемых явлений, охватывающих большие области спиральных галактик, не могут быть полностью изучены в рамках линейной теории, так как они связаны с сильными отклонениями системы от равновесного состояния. К таким явлениям относятся в первую очередь спиральные ударные волны в межзвездном газе. Появление их может быть вызвано действием волн плотности, и, по современным представлениям, эти ударные волны стимулируют звездообразование. Свойства спиральных ударных волн рассматриваются в § 1. Далее обсуждаются гипотезы о некоторых нелинейных процессах в галактиках как возможных причинах образования спирального узора. Для объяснения наблюдаемых значительных отклонений слоя межзвездного газа во многих галактиках от компланарности был также выдвинут ряд гипотез — они кратко описываются в § 3. В последнем, § 4 показывается, что взаимодействие между облаками межзвездного газа должны играть существенную роль в процессах переноса углового момента в межзвездном газе.

§ 1. Действие волн плотности на состояние межзвездного газа

Скорость вращения в диске спиральной галактики больше скорости движения волны плотности. Межзвездный газ входит в спиральную волну плотности через ее внутренний край, начинает падать в потенциальную яму и при этом ускоряется. Если скорость движения становится сверхзвуковой, то образуется сжимающая газ ударная волна. Тем самым создаются условия для звездообразования. Из наблюдений следует, что именно в области спиральных рукавов много молодых звезд.

Вообще говоря, скорость ударной волны не должна совпадать со скоростью потенциальной ямы. Чтобы обеспечить совпадение областей звездообразования со спиральным узором, искалось решение газодинамической задачи в форме стоячей волны — неподвижной относительно потенциальной ямы [204]. Такое решение названо двухрукавной волной.

Для получения спиральной волны возмущение потенциала задавалось в следующей форме:

$$\varphi_g' = A(r) \cos \left(-\frac{2}{\sin i} \eta + \alpha_0 \right), \quad (5.1)$$

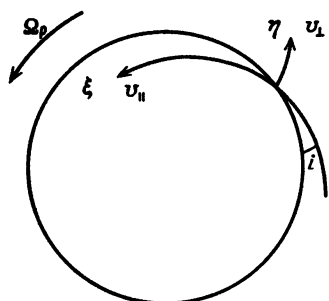
где $A(r)$ — медленно меняющаяся функция, η — координата в направлении, перпендикулярном рукаву (в системе, вращающейся вместе с рука-

вом), и i — угол закрутки спирали (рис. 18). При логарифмической спирали (ею можно представить лишь малый участок всей волны плотности) величины η и другой координаты ξ определяются уравнениями

$$\eta = \ln \left(\frac{r}{r_0} \right) \cdot \cos i + (\varphi - \Omega_p t) \sin i, \quad (5.2)$$

$$\xi = -\ln \left(\frac{r}{r_0} \right) \sin i + (\varphi - \Omega_p t) \cos i. \quad (5.3)$$

Уравнение спирали получается приравниванием η постоянной величине.



Р и с. 18. Система координат (ξ, η)

Даже при малом возмущении потенциала φ'_g изменение плотности реагирующего на него газа ρ' оказывается не малым, и поэтому рассматриваемая задача является по существу нелинейной.

Скорости $v_\perp$ и $v_\parallel$ движения перпендикулярно рукаву и вдоль него соответственно связаны с величинами v'_r и v'_φ :

$$v_\perp = v'_r \cos i + v'_\varphi \sin i, \quad (5.4)$$

$$v_\parallel = -v'_r \sin i + v'_\varphi \cos i,$$

где v'_r и v'_φ — возмущения скорости (гл. III, § 2). Использование уравнений (3.55)–(3.57), в которых v'_r и v'_φ нужно выразить через $v_\perp$ и $v_\parallel$, а также преобразование производных по r и φ в производные по переменным ξ и η дает систему дифференциальных уравнений, определяющих $v_\perp(\xi, \eta)$ и $v_\parallel(\xi, \eta)$ и величину возмущения плотности газа. Ищется стационарное относительно рукава решение системы, удовлетворяющее ряду условий. В частности, не должно быть суммарного переноса газа в радиальном направлении.

Решение в форме двухрукавной спиральной волны зависит от нескольких параметров. Помимо i и Ω_p , это величина F — относительная амплитуда возмущения гравитационного поля в спиральном рукаве, R — средний радиус трубки тока и σ — средняя дисперсия скоростей движения в газе. Течение газа должно происходить вдоль тонких и почти концентрических относительно центра диска трубок тока.

Задача решается лишь численно. В [204] были приняты следующие значения параметров: $i = \arctg \frac{1}{7}$, $\Omega_p = 12,5$ км/с, $F = 0,05$, $R = 10$ кпк,

$\sigma = 10$ км/с. Изменение плотности и скорости в спиральной волне иллюст-

рируется рис. 19, полученным на основе расчетов при указанных значениях параметров.

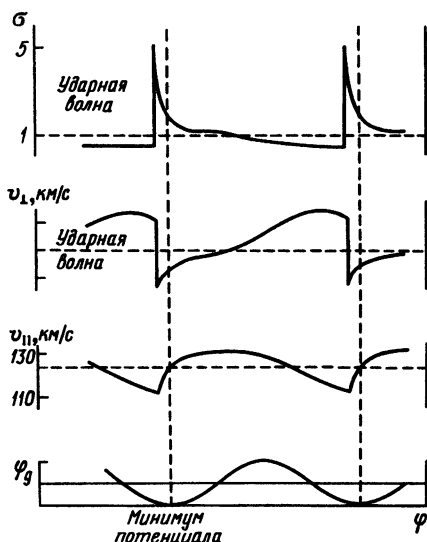
Необходимость учета фазовых переходов в сжатом газе сильно усложняет задачу о движении газа в поле возмущенного потенциала. В работе [205] отмечена возможность перехода вследствие тепловой неустойчивости части сжатого газа в холодные плотные облака. Если же считать, что в газе, попадающем в потенциальную яму, образованную волной плотности, уже содержатся конденсации (облака), то нужно рассматривать и движение облаков под действием ударной волны. Расчеты показали [205], что скорость газа в обеих фазах за фронтом волны приблизительно одинакова — газ, приведенный в движение ударной волной, увлекает с собой облака. Таким образом, получаются лишь небольшие отличия динамики спиральной волны от случая однофазной среды. Однако степень уплотнения в облаке выше, чем в межоблачном газе. При $F = 0,05$ на расстоянии $r = 10$ кпк от центра сжатие межзвездного газа $\rho_2/\rho_1 = 9$, а для облака $\rho_2/\rho_1 = 40$. Вследствие сжатия существенно уменьшается критическое для наступления гравитационной неустойчивости значение массы облака.

Образование стационарной спиральной волны возможно лишь при очень сильных ограничениях, налагаемых на уравнение состояния и структуру межзвездной среды. Кроме того, нелинейные эффекты в указанных выше работах учитывались далеко не полностью, поскольку уравнения системы (3.55)–(3.57) линеаризованные. Нелинейные эффекты сказываются на движении газа гораздо сильнее, чем на движении звезд. Согласно (3.90) реакция на возмущение спирального потенциала пропорциональна $\langle \alpha_r^2 \rangle^{-1}$ для звезд и соответственно пропорциональна c^{-2} для газа. Так как для газа, состоящего из нейтрального водорода, $\langle \alpha_r^2 \rangle \gg c^2$, то и относительное возмущение плотности в нем больше, чем в "звездном" газе.

Нестационарная линейная задача о движении газа в области волны плотности решалась в [206] для туго закрученной спирали в предположении изотермичности газа.

Как следует из вычислений, характер формирования волны более сложный, чем в рассматривавшихся до этого моделях. Ударная волна при достаточно большой величине F ($\geq 0,02$) формируется за 1–2 прохождения по газу волны плотности, что составляет для Галактики (вблизи Солнца) $\sim 6 \cdot 10^8$ лет. Спиральная волна создает вынужденные возмущения.

На силе спиральной волны может существенно сказываться протяженность газа в направлении вдоль оси Oz , перпендикулярной плос-



Р и с. 19. Параметры двухрукавной ударной волны (по [204])

кости галактического диска. Модельный численный расчет движения двумерной спиральной волны производился в предположении экспоненциальной зависимости плотности от z [207]. К системе газодинамических уравнений было добавлено для учета самогравитации газа уравнение Пуассона. Принимался во внимание нагрев газа космическими лучами, давление космических лучей и магнитного поля.

Для туго закрученной спиральной волны плотности структура ударной волны в газе зависит от трех параметров — величины ν , определяемой

по (3.88), величины $x \sim \frac{c^2}{k^2 \sin^2 i}$ и амплитуды возмущения потенциала.

Один из важных результатов расчетов, выполненных в [207], заключается в том, что в изотермическом газе структура спиральной волны оказалась имеющей мало отличий от волны в одномерном случае. Однако сила волны в двумерной модели несколько меньше, чем в одномерной, так как на большой высоте действие волны плотности слабее. Находящийся там газ отстает от газа, располагающегося в галактической плоскости, и тормозит движение в целом.

Расчеты были проведены и в предположении двухфазной среды. Поведение ее при $z = 0$ очень близко к найденному для одномерной модели. На больших высотах вследствие малой плотности газа фронт ударной волны уходит вперед. Облака в этих областях не образуются, так как время высвечивания велико. Магнитное поле и космические лучи вообще препятствуют образованию облачной структуры даже при $z = 0$. Влияние самогравитации существенно при концентрации n атомов в галактической плоскости, превосходящей $0,5 \text{ см}^{-3}$ и высоте слоя газа, большей 100 пк.

Во всех проводившихся до восьмидесятих годов расчетах не учитывался тот факт, что в Галактике и, вероятно, в других спиральных галактиках, значительное количество межзвездного газа (до половины общей массы) состоит из молекулярного водорода, собранного в гигантские облака. Правда, время между столкновениями массивных облаков H_2 велико по сравнению с характерным гидродинамическим временем прохождения газа через ударный фронт, и это позволяет считать, что взаимодействие облаков не сказывается на ударной волне. Однако, как отмечено в [208], массивные облака могут, оказывая влияние на волну плотности в звездном газе, стимулирующую появление ударной волны, косвенно действовать и на развитие ударных волн.

Исследование образования ударных волн в области волны плотности при наличии массивных облаков производилось с использованием нелинейных уравнений газодинамики при учете высвечивания газа и предположении туго закрученной спирали [208]. Последнее допущение позволило опустить некоторые члены в уравнениях газодинамики, которые записываются во вращающейся со скоростью Ω_p системе координат:

$$\frac{dp}{dt} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial v_{\perp}}{\partial \eta} = 0, \quad (5.5)$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} - 2\Omega_p v_{\parallel} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_g'}{\partial \eta}, \quad (5.6)$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} + \kappa^2 (2\Omega_{\text{вп}})^{-1} (v_{\perp} - v_{\perp}^{(0)}) = 0, \quad (5.7)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} + \frac{p}{\rho r} \frac{\partial v_{\perp}}{\partial \eta} = -L. \quad (5.8)$$

Здесь ϵ — внутренняя энергия газа, L — обобщенная функция охлаждения и $v_{\perp}^{(0)}$ — начальное значение компоненты скорости газа, перпендикулярной волне. Задача решалась в приближении тонкого диска и, в соответствии с этим, уравнение Пуассона принималось таким:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial z^2} = 4\pi \tilde{\sigma} \delta(z), \quad (5.9)$$

где $\tilde{\sigma}$ — возмущенная поверхностная плотность диска. Из результатов численного решения системы (5.5)–(5.9) при $L = 0$ для той области Галактики, где в основном концентрируются гигантские молекулярные облака ($r \approx 5$ кпк), следует, что присутствие облаков (если их общая масса не очень сильно превышает массу атомарного водорода) не отражается на свойствах ударной волны. Они остаются такими же, как и в присутствии облаков. Влияние облаков на волны плотности в звездном газе, естественно, не могло быть учтено в рамках данной задачи.

В неадиабатическом случае при $L \neq 0$ формируется двухфазная структура. Возникают конденсации газа у фронта волны, сносящиеся потоком. При прохождении следующей волны плотность в них еще возрастает — контраст плотности при сравнении с невозмущенным газом составляет три порядка. При $n > 0,5 \text{ см}^{-3}$ сильно сказывается действие самогравитации газа и картина течения становится более сложной.

Как указывается в [208], выявленный эффект сильного сжатия обусловлен не только тепловой неустойчивостью, но и нестационарностью течения газа. Пики плотности "вморожены" в среду — лагранжева координата пика не меняется со временем. Выявленный при расчетах эффект появления дополнительных возмущений в виде почти симметричного пика плотности, более сильного, чем создаваемого при сжатии ударной волной, отмечался и ранее [207]. Он получил название "аккреционной волны".

Результаты решения задачи, поставленной в [208], показывают, что под действием волны плотности состояние межзвездного газа должно очень сильно изменяться, но нужно иметь в виду, что расчеты имеют модельный характер. При формулировке условий задачи не учитывался ряд важных факторов — первоначальная неоднородность газа, влияние вспышек сверхновых на межзвездный газ, нелинейность волн плотности и другие. Сейчас трудно сказать, в какой мере учет этих обстоятельств может сказаться на характере "аккреционных волн".

Влияние спиральной структуры на звездообразование исследовалось в последнее время численными методами [209]. Межзвездная среда предполагается состоящей только из облаков, при столкновении которых образуются звезды. Задается вероятность этого процесса и рассчитывается влияние спиральной структуры — волн плотности — на кинематику облаков и частоту их столкновений. В результате удастся моделировать спиральный узор, определяемый, как известно, положением областей звездообразования.

Общий вывод, к которому приводят проведенные до настоящего времени исследования действия волн плотности на состояние внутригалактической среды, заключается в выявлении тесной связи между формированием структуры среды и распространением волн плотности по галактическому диску. Конкретные формы этой связи до конца не выяснены, и, по-видимому, будет трудно их установить до уточнения механизма образования межзвездных облаков. Это требует создания нелинейной теории тепловой неустойчивости газа.

Изучение кинематики межзвездного газа и звезд, образующихся из него под действием волны плотности, позволяет определить параметры волн плотности. Число этих параметров велико (обозначения см. в гл. III)

$$\tilde{\sigma}_0^*, \Omega_{вр}, i, \Omega_p,$$

$$\tilde{\sigma}_0^{(g)}, x(\sigma_r), x_g(c_0).$$

Из наблюдений непосредственно определяются — практически во всех случаях с недостаточно хорошей точностью — значения $i, \Omega_{вр}, \sigma_r$. По модели галактики находятся величины $\tilde{\sigma}_0^*$ и $\tilde{\sigma}_0^{(g)}$. Из теории и наблюдений межзвездной среды оценивается c_0 . Кроме того, нужно выбрать моду спиральной волны плотности — длинноволновую или коротковолновую.

Для Галактики параметры волны плотности определяются по наблюдениям зон III и более точно — по кинематике звезд. Методы и результаты этих определений подробно описываются в [45]. Одна из наиболее обстоятельных работ в этом направлении [210] показала, что $\Omega_p = 23.2 \pm 3.6$ км/с (при выборе длинноволновой моды), и относительная величина возмущения поверхностной плотности $\frac{\Delta \tilde{\sigma}}{\tilde{\sigma}^*} = 0.71 \pm 0.16$. При таком значении $\Delta \tilde{\sigma}$ ли-

нейная теория волн плотности уже применяться не может. Таким образом, надлежащего подтверждения данным наблюдениям линейная теория волн плотности еще не получила. В связи с этим существует ряд альтернативных теорий спиральной структуры, которые рассматриваются в следующем параграфе.

§ 2. Альтернативные гипотезы о происхождении спиральной структуры

При изучении нелинейных волн выяснилось, что в ряде случаев возможно образование уединенной волны, у которой увеличение крутизны фронта сдерживается дисперсией. Если у такой волны скорость и форма ее сохраняются после столкновения с другой стоячей волной, то волну называют солитоном. В работе [211] показано, что при выполнении следующих условий во вращающемся самогравитирующем газовом диске возможны возмущения в виде солитонов:

а) характерное время нарастания гравитационной неустойчивости намного больше $\Omega_{вр}^{-1}$;

б) размер области неустойчивости велик по сравнению с длиной волны возмущения λ ;

в) волновое число азимутального возмущения k_φ мало по сравнению с волновым числом радиального возмущения k_r (туго закрученная спираль).

Тогда для уравнений динамики диска, записанных в ВКБ приближении,

$$\frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r \tilde{\sigma}) = 0, \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \frac{v_r}{r} \frac{\partial (r v_\varphi)}{\partial r} = 0, \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} - \frac{1}{\tilde{\sigma}} \frac{\partial p'}{\partial r} \quad (5.12)$$

можно получить решение солитонного типа. Величина p' означает давление в диске, связанное с $\tilde{\sigma}$ соотношением (см. [212])

$$p' \sim \tilde{\sigma}^{2 - \frac{3}{\gamma}}. \quad (5.13)$$

Для амплитуды $\tilde{v}(t)$ фундаментальной моды возмущения азимутальной скорости v'_φ из (5.10)–(5.12) получается следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial t^2} + \omega_k^2 \tilde{v} - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (2 - \gamma)(3 - 2\gamma) |\tilde{v}|^2 \tilde{v} = 0, \quad (5.14)$$

где ω_k^2 определяется из дисперсионного соотношения (3.101). Для значений γ , лежащих в интервале $\frac{3}{2} < \gamma < 2$, уравнение (5.14) имеет решение в форме солитона. Преобразовав (5.14) к виду

$$\frac{d^2 V}{d\xi^2} = a'^2 V - b'^2 V^3, \quad (5.15)$$

где обозначено

$$V(\xi) \equiv V(k, r + m\varphi - \omega t) = \tilde{v} \quad (5.16)$$

и a', b' – некоторые величины, зависящие от ω, λ, c ; не трудно проверить, что функция

$$V = \frac{a'}{b'} \frac{1}{\text{Ch} a' \xi} \quad (5.17)$$

является его решением и представляет солитон. Возможно появление как сверхзвуковых солитонов в слабонеустойчивом диске, так и дозвуковых солитонов в гравитационно устойчивом диске. Было показано, что и при конечной толщине диска имеются решения солитонного типа.

При исследовании солитонных решений для диска, близкого к порогу устойчивости, удалось получить солитоны с внутренней колебательной структурой [213]. Рассматривались также кольцевые солитоны, при определенных условиях эволюционирующие в ударную волну [214].

Возможность возникновения солитонов была установлена при рассмотрении крайне идеализированных моделей. Нет убедительных данных, свидетельствующих о том, что солитоны определяют структуру спиральных галактик.

Другим типом нелинейных явлений, возможных в гравитирующем диске, является "джинсовская турбулентность", аналогичная акустической, но с учетом самогравитации. Спектр такой турбулентности получен в работе [215]. Раскачка колебаний должна происходить за время порядка периода осевого вращения системы. В какой мере этот процесс реализуется в галактиках, остается не выясненным.

В том случае, когда в достаточно большой области дифференциально вращающегося диска имеет место неравенство

$$\frac{d \ln v_{\varphi}}{d \ln r} < -1, \quad (5.18)$$

течение в этой области неустойчиво [212]. Развивающаяся неустойчивость Кельвина – Гельмгольца может согласно гипотезе, высказанной в 1972 г. (ссылки в [216]), привести к возникновению спиральной структуры в диске, так как условие (5.18) выполняется для многих систем (в том числе и для Галактики).

Исследование неустойчивости в диске проводилось в [217] в линейном приближении. При малой, по сравнению с радиусом диска, ширине L минимума скорости v_{φ} можно считать, что имеет место тангенциальный разрыв. Если длина волны гидродинамического возмущения λ мала по сравнению с джинсовской длиной волны λ_J , то возмущение гравитационного потенциала можно не учитывать. Пусть

$$\Omega(r) = \begin{cases} \Omega_1 = \text{const}, & r < R, \\ \Omega_2 = \text{const}, & r > R, \end{cases} \quad (5.19)$$

причем $\frac{\Omega_2}{\Omega_1} \equiv q < 1$. Для возмущений, задаваемых в виде $\sim \exp i[m\varphi - \omega t]$

в [218] получено дисперсионное уравнение, решение которого в случае

$M \equiv \frac{R\Omega_1}{c} \gg 1$ имеет вид

$$\omega = \frac{\Omega_1}{2} [m(1+q) + iM(1-q^2)], \quad (5.20)$$

а возмущение плотности в диске $\tilde{\sigma}'$ зависит от r и q следующим образом:

$$\tilde{\sigma}' \sim \exp \left\{ im \left[\varphi + \frac{\Omega_1(1-q)r}{2c} \right] \right\} \times \exp \left[\pm \frac{M\Omega_1(1-q^2)r}{2c} \right] \quad (5.21)$$

(знак "+" при $r < R$ и "-" при $r > R$). Решение (5.20) соответствует отстающей архимедовой спирали с амплитудой, уменьшающейся при возрастании r .

Моды с малыми значениями m оказываются наиболее неустойчивыми. Численные расчеты, проведенные для близкого по форме к наблюдаемому минимуму v_{φ} , показали, что самой неустойчивой является мода с $m = 0$, соответствующая кольцеобразной структуре. Моды с $m > 2$ стабилизируются при $L \gtrsim \frac{R}{m}$.

Таким образом, наиболее вероятным можно считать возбуждение мод с $m = 2$, дающих двухруканную структуру.

Рассмотренная гипотеза не может служить универсальным объяснением возникновения спиральной структуры хотя бы потому, что для большинства спиральных галактик условие (5.18) не выполняется. Самое же существенное обстоятельство для оценки правдоподобности этой гипотезы состоит в том, что наблюдаемые спиральные рукава характеризуются не только повышенной плотностью вещества, но и усиленным звездообразованием, которое может происходить только при большом (на порядок) сжатии. Как можно обеспечить такое сжатие газа, не предполагая существования волн плотности в "звездном газе", совершенно непонятно. По-видимому, влияние волн плотности на крупномасштабную структуру внутригалактической среды больше, чем гидродинамической неустойчивости. Все же, как показывает проведенное исследование, в ряде случаев при изучении крупномасштабной динамики межзвездного газа нужно принимать во внимание возможность специфически гидродинамических неустойчивостей.

Среди гипотез о происхождении спиральной структуры особое положение занимает гидромагнитная модель ([218] и там же библиография предшествующих работ). Предполагая, что галактики сформировались из протогалактической среды с вмороженным в нее магнитным полем ("первичным"), нужно считать магнитное поле галактик возникшим в результате сжатия первичного поля. Спиральный рукав, согласно [218], — это стоячая (во вращающейся системе координат) волна звездообразования, регулируемого магнитным полем. Газ вместе с вмороженным в него полем увлекается через фиксированную магнитную конфигурацию. В рассматриваемой модели принимается, что угол между осью вращения галактики и полем отличен от нуля.

Вращением диска магнитные силовые линии увлекаются и вместе с тем наклоняются то в одну, то в другую сторону. При этом образуется спиралеподобная конфигурация поля по обе стороны диска. Поскольку вращение диска дифференциальное, то в нем возникает азимутальная составляющая магнитного поля B_ϕ , контролирующая звездообразование. Сегмент быстрого звездообразования в кольце смещается в направлении вращения, причем смещение зависит от радиуса кольца. Поэтому должно происходить вытягивание областей звездообразования и формирование спирального узора. Так как приводимые качественные соображения не подтверждены достаточно полными расчетами, трудно судить об эффективности предлагаемого в [218] механизма. Тем не менее при оценке гипотезы следует иметь в виду обнаружение бисимметричной структуры магнитного поля у ряда спиральных галактик [37]. Это заставляет более внимательно относиться к возможной роли магнитного поля в формировании спирального узора.

§ 3. Изгибы газовых дисков в спиральных галактиках

Изгиб газового диска в спиральных галактиках представляет собой довольно распространенное явление. У Галактики один край газового диска приподнят почти на 1 кпк, а другой изогнут приблизительно настолько же в противоположном направлении. По наблюдениям в линии $\lambda = 21$ см у ряда галактик он еще больше, например у NGC 5907 изгиб составляет около 20% радиуса [219].

Наблюдаемая форма изгибов дисков описывается следующей зависимостью величины отклонения Δz от плоскости $z = 0$:

$$\Delta z \sim e^{i\varphi}. \quad (5.22)$$

Поскольку, как показано в [135], самогравитирующий газовый диск устойчив по отношению к возмущениям с угловой зависимостью вида $e^{im\varphi}$, где $m = 0$ (осесимметричные возмущения) или $m = 1$ ("наклоняющееся кольцо"), то объяснение возникновения изгиба как следствия неустойчивости диска непригодно.

В качестве возможной причины, вызывающей изгиб диска, рассматривалось приливное действие спутников галактики. В связи с этим исследовалась устойчивость тонкого холодного вращающегося со скоростью $\Omega_{вп}(r)$ звездно-газового диска относительно малого возмущения $h(r; \varphi; t)$, перпендикулярного его плоскости [220]. Уравнение, определяющее эволюцию возмущения, записывается в виде

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_{вп} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right]^2 h - F = F_{imp}, \quad (5.23)$$

где $F_{imp}(r; \varphi; t)$ — внешняя сила, направленная по нормали, и F — гравитационная сила, обусловленная деформацией диска:

$$F(r; t) = G \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \iint_{S-\epsilon} \frac{\tilde{\sigma}(r') [h(r', \varphi, t) - h(r, \varphi, t)]}{|r' - r|^3} dS'. \quad (5.24)$$

В случае приливных возмущений

$$F_{imp}(r; \varphi) = \frac{\pi GM}{R^2} \frac{r}{R} \cos \varphi, \quad (5.25)$$

где M — масса возмущающего тела и R — расстояние до него.

Соответственно,

$$h(r, \varphi, t) = s\tau r \sin \varphi + RH \left(\frac{r}{R} \right) \cos \varphi, \quad (5.26)$$

где

$$\tau = \left(\frac{\pi GM}{R^3} \right)^{1/2} t, \quad (5.27)$$

s^{-1} — безразмерная скорость прецессии и H — функция, значения которой при $r/R = 0,6 \div 0,9$ находятся в промежутке

$$H \approx 0,5 - 1,5.$$

Из (5.23) при условии (5.25) было найдено, что приливное действие Магеллановых Облаков не может создать изгиба края Галактики большего, чем 100 кпк. Но и такой изгиб в течение одного—двух оборотов диска должен быть подавлен влиянием дифференциальной прецессии диска. Скорость прецессии $s^{-1} \approx 2\omega^{-1}$, где ω определяется выражением

$$\omega(\xi) = \Omega_{вп} \left(\frac{R^3}{\pi GM} \right)^{1/2} \quad (5.28)$$

и

$$\xi = \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}.$$

Для сохранения изгиба необходимо, чтобы прецессия происходила синхронно во всем диске, что трудно обеспечить для плоской системы (хотя в принципе это возможно за счет самогравитации). Таким образом, изгиб в плоской системе, если и возник под действием приливной силы, должен быстро, за один—два оборота, исчезнуть.

При наличии достаточно массивной сферической составляющей в системе изгиб сохраняется в течение более продолжительного времени. Оказывается, что время существования изгиба в таких случаях может превосходить 10^9 лет [219].

Во вращающейся звездной системе прецессия возникает при отсутствии сферической симметрии гравитационного поля в результате действия силы параллельной оси вращения Oz . Предположим диск радиуса R погруженным во внешнее сферически симметричное поле. Тогда прецессия происходит медленнее, так как на больших расстояниях от центра ($r > R_g$) отклонения поля от сферической симметрии малы. Из этих соображений в [219] оценивается время $t_{\text{зат}}$ затухания изгиба в кольце от $\tilde{s}_1$ до $\tilde{s}_2$, где $\tilde{s}$ — расстояние от оси вращения. Скорости вращения на границах кольца равны $\Omega(\tilde{s}_1) \equiv \Omega_1$ и $\Omega(\tilde{s}_2) \equiv \Omega_2$, причем $\Omega_1 \neq \Omega_2$. Частота осцилляции вдоль оси Oz , вызванной действием возмущающей силы, равна $\nu_z(r_1) \equiv \nu_{z1}$ и $\nu_z(r_2) \equiv \nu_{z2}$ соответственно. Скорость прецессии $\psi_{\text{пр}}$ выражается через Ω и ν_z :

$$\psi_{\text{пр}}(r) = \Omega(\tilde{s}) - \nu_z(r). \quad (5.29)$$

Вследствие различия величины $\psi_{\text{пр}}$ на границах кольца изгиб деформируется и исчезнет полностью, когда значение величины

$$\Delta\psi_{\text{пр}}(t) = [(\Omega_2 - \nu_{z2}) - (\Omega_1 - \nu_{z1})] t \quad (5.30)$$

станет порядка π . Отсюда получается оценочная формула для величины $t_{\text{зат}}$:

$$t_{\text{зат}} \approx \frac{\pi}{(\Omega_2 - \nu_{z2}) - (\Omega_1 - \nu_{z1})}. \quad (5.31)$$

В модели сильно уплощенного газового сфероида с бесконечным сфероидальным гало значения $t_{\text{зат}}$ получаются лежащими в интервале

$$3 \cdot 10^9 \lesssim t_{\text{зат}} \lesssim 10 \cdot 10^9 \text{ лет.}$$

Таким образом, если изгиб возник в эпоху формирования галактики, то он может сохраниться до настоящего времени. Для существования изгиба в течение $5 \cdot 10^9$ лет или более масса сфероидального гало должна превосходить массу диска, а отношение осей гало быть не большим чем $3/2$.

Численные расчеты эволюции системы, состоящей из большого числа частиц, подтвердили сделанные аналитически оценки $t_{\text{зат}}$. Однако, как отмечается в [221], эти оценки пригодны не во всех случаях. Например, у галактики NGC 5907 характер гало действительно таков, что допустимо считать изгиб реликтовым, возникшим около 10^{10} лет тому назад. Что же

касается Галактики и ряда других систем, то для них величина $t_{\text{зат}} \leq 3 \cdot 10^9$ лет и проблема объяснения причин изгиба газового диска не снимается.

Более сложная модель продолжительного существующего изгиба диска была предложена в [222]. Основное предположение состоит в том, что сфероидальное гало вращается вокруг оси, не совпадающей с осью симметрии ("кувыркается"). Эта модель применена и к тем из эллиптических галактик, у которых наблюдаются газово-пылевые изогнутые диски (например, NGC 5128). В таких случаях сфероидальное гравитационное поле создается звездным населением эллиптической галактики. По наблюдаемой величине изгиба газового диска оценивается время "кувыркания" гало. Для NGC 5128 оно не менее $5 \cdot 10^9$ лет.

Модель наклонного сфероидального гало, создающего своим тяготением прецессию находящегося внутри него газового диска, получила поддержку и в других работах (см. [221]). Вопрос о происхождении различия в направлениях осей вращения гало и диска космогонический. Это различие может быть понято, если считать, что гало и диск возникают не одновременно. Вместе с тем встает вопрос, насколько быстро происходит выравнивание направления осей гало и диска вследствие взаимодействия систем (динамического трения). Предварительные расчеты дают основание считать, что это время может быть порядка хаббловского [223].

§ 4. Перенос углового момента в спиральных галактиках

Наблюдаемое в настоящее время распределение углового момента в спиральных галактиках может существенно отличаться от распределения, имевшего место в эпоху образования галактик, если в них существует достаточно эффективный механизм переноса момента. О возможности переноса углового момента волнами плотности в звездно-газовом диске говорилось выше (гл. III, § 4). Состояние теории волн плотности не позволяет судить об эффективности такого способа в конкретных галактиках.

Наиболее известным механизмом переноса углового момента во вращающихся системах является действие вязкости. Как хорошо известно [134], вязкость звездного газа не играет роли в перераспределении момента в галактиках — характерное время процесса оказывается существенно большим хаббловского. Влияние вязкости газовой среды, состоящей из облаков, на перенос момента в галактике гораздо сильнее. При взаимодействии облаков, рассматриваемых как частицы "газа облаков", происходит перенос углового момента. Расчеты продемонстрировали эффективность такого способа переноса углового момента в галактиках [224]. "Газ облаков" можно считать находящимся в состоянии динамического равновесия, что означает сохранение количества облаков — скорости уничтожения при контактных столкновениях равна скорости их образования. Кроме того, этот "газ" допустимо рассматривать как столкновительный, поскольку отношение длины свободного пробега частицы $l_{\text{с.п}}$ к величине характерного размера звездной системы (число Кнудсена) намного меньше единицы [224]. "Среднее" облако за время своей жизни испытывает одно столкновение.

В среде, состоящей из одинаковых облаков, динамический коэффициент вязкости η определяется следующим соотношением (верным с точностью до множителя порядка единицы):

$$\eta \approx \rho l_{c.p} \bar{v}, \quad (5.32)$$

где ρ — отношение суммарной массы облаков к объему содержащего их пространства. При значениях ρ , $l_{c.p}$ и $\bar{v}$, соответствующих околосолнечной области в Галактике, $\eta \approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Длина свободного пробега у массивных облаков ($M_{\text{обл}} > 10^4 M_{\odot}$) обусловлена в основном гравитационными взаимодействиями. При учете этого обстоятельства и распределения облаков по массам значение η оказывается в 1,5–2 раза большим, чем приведенное выше. Таким образом, для современного состояния газа в диске Галактики и сходных с ней по типу систем величина $\eta \approx 3 \cdot 10^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Динамика однородного газового диска описывается следующей системой уравнений (см., например, [76]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\tilde{\sigma}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} + \\ + 2 \frac{\tilde{\eta}}{\tilde{\sigma}} \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right) + \frac{2}{\tilde{\sigma}} \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r} \frac{\partial v_r}{\partial r}, \end{aligned} \quad (5.33)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = \frac{\tilde{\eta}}{\tilde{\sigma}} \left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^2} \right) + \frac{1}{\tilde{\sigma}} \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right), \quad (5.34)$$

$$\frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\tilde{\sigma} r v_r), \quad (5.35)$$

где обозначено

$$\tilde{\eta} = \eta H, \quad \tilde{p} = p H \quad (5.36)$$

и H — толщина диска. Так как масса газа в галактике меньше, чем масса, сосредоточенная в звездах, то величину φ_g можно считать определяемой только тяготением звезд, и поэтому уравнение Пуассона для газа не используется.

Средняя "тепловая скорость" в газе облаков $\langle (\Delta u)^2 \rangle \ll v_\varphi^2$, и так как

$$\frac{1}{\tilde{\sigma}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} \approx \frac{\langle (\Delta u)^2 \rangle}{r} \ll \frac{v_\varphi^2}{r}, \quad (5.37)$$

то в уравнении (5.33) можно пренебречь членом, содержащим градиент давления. Значение $\partial \varphi_g / \partial r$ выбирается в соответствии с конкретной моделью галактики, например моделью [225], для которой

$$\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{GM_{\text{гал}} r}{(r^2 + a^2)^{3/2}}, \quad a = \frac{R_{\text{max}}}{\sqrt{2}}, \quad (5.38)$$

или моделью [226].

Система (5.33) – (5.35) может быть записана в лагранжевой форме:

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_r}{\partial t} &= \frac{j^2}{r^3} - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} + 2\tilde{\eta}r \frac{\partial}{\partial s} \left[\tilde{\sigma} \frac{\partial}{\partial s} (rv_r) \right] + 2\tilde{\sigma}r^2 \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s} \frac{\partial v_r}{\partial s}, \\ \frac{\partial j}{\partial t} &= \tilde{\eta}r^2 \frac{\partial}{\partial s} \left[\tilde{\sigma} \frac{\partial j}{\partial s} \right] + \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s} \left[\tilde{\sigma}r^2 \frac{\partial j}{\partial s} - 2j \right], \\ \frac{\partial(1/\tilde{\sigma})}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial s} (rv_r), \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v_r,\end{aligned}\tag{5.39}$$

где

$$s = \int_0^r r' \tilde{\sigma}(r', t) dr' \tag{5.40}$$

– масса газа, содержащегося до расстояния r в пределах сектора с углом в один радиан,

$$j = rv_\varphi \tag{5.41}$$

– удельный угловой момент и $\partial/\partial t$ означает лагранжеву производную.

Для замыкания системы (5.39) величину η при отсутствии соответствующей теории следует задавать, причем таким образом, чтобы вязкость переставала сказываться на движении газа при $M \geq M_t$, где M_t – полная масса газа в диске.

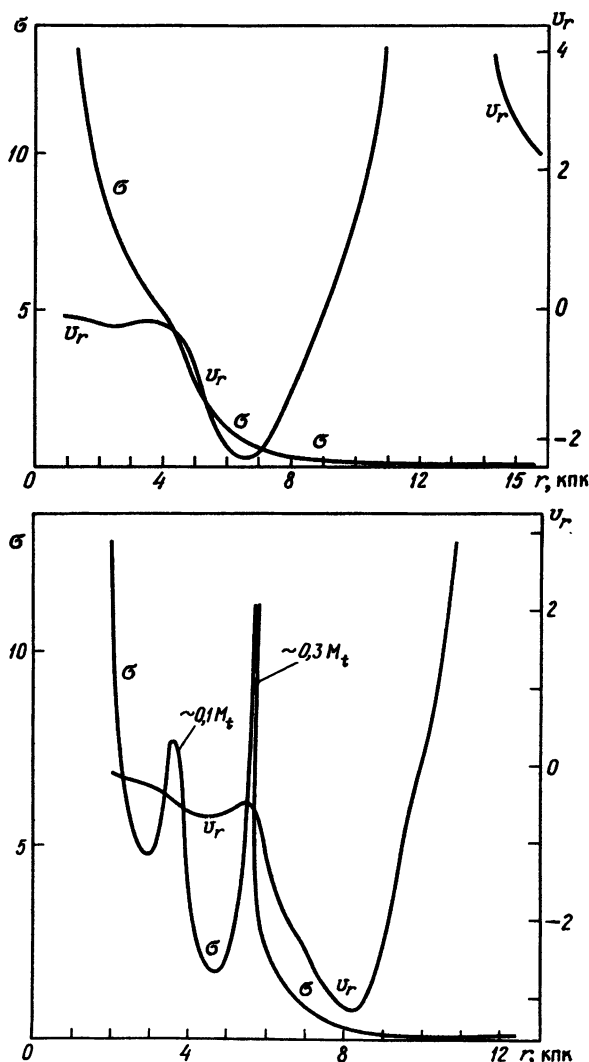
При решении системы (5.39) должно быть использовано условие сохранения полного углового момента. Кроме того, имеет место интегральное соотношение, определяющее значение v_r на внешней границе диска. Величина v_r в каждой точке зависит от величины коэффициента вязкости во всем интервале изменения r , и это обстоятельство существенно усложняет задачу.

Если в какой-то момент "включить" вязкость в диске, находящемся в равновесии, т.е. считать, что при $t = 0$

$$\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{v_\varphi^2}{r} \quad \text{и} \quad v_r = 0, \tag{5.42}$$

то путем решения системы (5.39) получается распределение поверхностной плотности и скорости газа в диске. Численные расчеты, методика которых описана в [224], показали, что радиальная скорость газа во внутренних областях направлена к центру, а во внешних областях газ течет наружу (рис. 20). Это объясняется передачей углового момента от внутренних областей диска к внешним. Характерное время перераспределения углового момента в диске, параметры которого соответствуют диску Галактики, составляет $5 \cdot 10^8 - 10^9$ лет. За это время значительная доля массы газа (до нескольких десятых) выходит за первоначальный радиус, унося угловой момент. Таким образом, в плоскости звездного диска галактики должна образовываться обширная оболочка.

При плоской кривой вращения на расстоянии 5–6 кпк от центра в диске возникает узкое (шириной в несколько сотен пк) кольцо, в котором плот-



Р и с. 20. Распределение радиальной скорости v_r и поверхностной плотности σ газа во вращающейся галактике (в единицах, $v_r^{(0)} = 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\sigma_0 = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Вверху: при $t = 5 \cdot 10^8$ лет; внизу: при $t = 1,5 \cdot 10^9$ лет после "включения" вязкости (по [224])

ность $\tilde{\sigma}(r)$ на порядок выше, чем в соседних областях. Не исключено, что наблюдаемое возрастание плотности межзвездного газа в галактическом диске связано именно с этим динамическим эффектом.

Решение рассмотренной модельной задачи, естественно, не смогло отразить всей сложности крупномасштабной динамики газового диска. Тем не менее оно отчетливо показало, что вязкость газа "облаков" должна играть важную роль в динамических процессах, протекающих в межзвездном газе.

СКОПЛЕНИЯ И ГРУППЫ ГАЛАКТИК

Формирование представлений о структуре и эволюции Метагалактики в сильной степени определяется результатами исследований систем галактик, их скоплений и групп. В этом направлении было проведено множество теоретических исследований и выполнено большое количество численных экспериментов. Благодаря этому удалось прояснить некоторые из вопросов, относящихся к структуре систем галактик и происходящим в них процессам. Вместе с тем эти работы продемонстрировали крайнюю сложность задач, возникающих при всестороннем исследовании систем галактик, которое сейчас находится на начальном этапе.

В данной главе нашли отражение многие из результатов, полученных в основном за последнее десятилетие в области исследования скоплений и групп. Первый параграф содержит описание классификации скоплений и особенностей их состава. Далее описываются методы выделения пространственных группировок галактик. Результаты анализа различных особенностей двойных систем галактик содержатся в § 3. Важнейшим для физики систем галактик и понимания эволюции систем является изучение процессов динамического взаимодействия галактик. Проблема взаимодействия рассматривается в § 4, а данные о динамической структуре скоплений — в следующем. В заключительном параграфе излагаются современные данные о сверхскоплениях и крупномасштабной структуре Вселенной.

§ 1. Структурные особенности скоплений галактик

Содержание галактик различных типов в скоплениях коррелирует с особенностями структуры скопления. Это видно из данных табл. 6.1.

Предлагалось также и иное разделение скоплений в зависимости от наличия в скоплении доминирующей по яркости галактики [228] (типы В—М). Проводилась классификация по свойствам десяти самых ярких из галактик скоплений [229]. Более 20% скоплений содержат очень яркую, преобладающую галактику в центре — это скопления с сД галактикой. Несколько ярчайших галактик любого скопления всегда относится к типу Е или S0. В работе [19] приводятся различные корреляции между составом населения скоплений и их свойствами. О них сказано также в обзоре [230].

Размер скопления условно определяется величиной гравитационного радиуса R_G — расстоянием, на котором галактика, движущаяся со средней квадратичной скоростью $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$, определяемой из соотношения

$$\langle v^2 \rangle = 3 \langle v_p^2 \rangle = \frac{3}{N} \sum_{i=1}^N (v_{pi} - v_{p0})^2, \quad (6.1)$$

Таблица 6.1

Морфологические характеристики скоплений галактик по [227]

Тип скопления	Регулярные	Промежуточные	Нерегулярные
Форма в проекции на небесную сферу	Округлая		Неправильная
Наличие конденсации к центру	Сильная	Умеренная	Очень слабая
Профиль поверхностной плотности	Крутой	Средний	Плоский
Население по типам галактик E : S 0 : S	3 : 4 : 2	1 : 4 : 2	1 : 2 : 3

еще остается гравитационно связанной со скоплением. Величина дисперсии радиальных скоростей v_p может быть определена из наблюдений. Наряду со значением

$$R_G = \frac{2GM_{\text{ск}}}{\langle v^2 \rangle}, \quad (6.2)$$

вводится "радиус ядра" R_c . Согласно [34]

$$R_c = (0,25 \pm 0,05)R_G, \quad (6.3)$$

тогда как в работе [231] дается другое значение:

$$R_c = (0,47 \pm 0,11)R_G. \quad (6.3')$$

Применяется также понятие "радиус гало" R_h , который принимают в среднем

$$R_h \approx 20 R_c. \quad (6.4)$$

Характерное значение R_G для богатых скоплений близко к 2 – 3 Мпк, а $R_h \approx 5 - 10$ Мпк. Значение R_h может быть и значительно больше, например в скоплении Coma $R_h \geq 35$ Мпк.

В скоплениях, содержащих сD-галактику, вся центральная область представляет по существу оболочку этой галактики. Обычно сD-галактика имеет очень большую абсолютную светимость $M_V < -20^m$. В центральной ее области поверхностная яркость убывает по закону (1.5), а во внешних областях – медленнее. Постепенно оболочка сD-галактики (радиус ее превосходит 100 кпк, а в иных случаях достигает 1 – 2 Мпк) сливается со скоплением. Доля излучения оболочки в наблюдаемом общем излучении скопления значительна: например, в скоплении A 2670 она доходит до 35 %. Велика и масса у этих галактик – в среднем она составляет около $10^{13} M_\odot$.

В тех скоплениях, где присутствует сD-галактика, относительное количество спиральных галактик наименьшее по сравнению со скоплениями других типов. Этот факт демонстрируется табл. 6.2 [34].

Таблица 6.2

Население скоплений различных типов

Тип скопления	Доля галактик, %			
	E	S 0	S	(E + S 0)/S
С сD-галактикой	35	45	20	4,0
Бедные спиральями	15	55	30	2,3
Богатые спиральями	15	35	50	1,0
Галактики поля	15	25	60	0,7

Таким образом, скопления, содержащие сD-галактику, характеризуются дефицитом спиральных и избытком эллиптических галактик. Кроме того, галактики в таких скоплениях в целом обладают меньшей светимостью, чем галактики в других скоплениях. Как правило, скопления, содержащие сD-галактику, являются богатыми. Они также характеризуются меньшей концентрацией к центру и меньшим градиентом числа галактик по радиусу, чем у скоплений других типов.

Вообще говоря, распределение спиральных галактик по скоплению не одинаково — на периферии они встречаются относительно чаще. При этом чем меньше концентрация в скоплении к центру, тем больше процент спиралей в центральных частях скопления [232].

У многих скоплений имеет место сегрегация галактик по светимостям — более яркие из них в среднем находятся ближе к центру скопления, чем слабые [19]. Так как светимость галактики приблизительно пропорциональна ее массе, то сегрегация по светимостям отражает сегрегацию по массам. Иногда об эффекте сегрегации по массам можно судить и по сегрегации морфологических типов. Так, например, в скоплении A 194 светимости галактик вблизи центра (E и S 0) такие же, как и во внешних частях (тип S), но поскольку отношение L/M у галактик разных типов не одинаково, то имеется различие в массах — в центре они больше, чем на периферии [233].

Очень часто регулярные скопления галактик в проекции имеют эллиптическую форму, причем направление вытянутости наиболее ярких галактик скопления (относящихся, как уже отмечалось, к типу E) такое же, как у скопления в целом [234]. Этот факт должен иметь большое значение для космогонии.

Излучение скоплений в ряде случаев содержит диффузную, не связанную с видимыми галактиками, составляющую. Особенно четко эта составляющая видна в излучении скопления Coma, где на ее долю приходится около трети общего излучения. Цвет диффузного излучения голубой ($B - V = -0,54^m \pm 0,19^m$), а распределение излучения по скоплению не отличается от распределения видимых галактик. Возможно, что оно исходит от карликовых галактик и звездных скоплений, которые в большом количестве должны быть в скоплениях галактик, но при современных средствах наблю-

дений не могут быть выделены на общем фоне. В соответствии с функцией светимости галактик в скоплениях (гл. I, § 3) число карликовых галактик должно быть настолько большим, что в ряде случаев их суммарная светимость сравнима со светимостью ярких галактик.

Скопления галактик оказались сильными источниками рентгеновского излучения. Это излучение испускается горячим ($T \approx 10^7 - 10^8$ К) межгалактическим газом. Вопросы, связанные со свойствами этого газа, рассматриваются в гл. VII, а здесь лишь отметим, что у большинства наблюдавшихся в рентгеновских лучах скоплений масса газа составляет сравнительно небольшую (10 – 20%) долю всей массы скопления. Это позволяет при исследовании динамики галактик в скоплении не учитывать в первом приближении гравитационного действия газа.

Большая часть радиоизлучения скоплений обусловлена радиогалактиками. Обычно радиогалактики оказываются сильными источниками и оптического излучения и относятся к самым ярким галактикам скопления, а при наличии яркой центральной галактики (сD) радиоисточник ассоциируется именно с ней [235]. Энергия, излучаемая радиогалактикой, составляет $10^{42} - 10^{45}$ эрг $\cdot$ с $^{-1}$, и это излучение исходит главным образом из активного ядра галактики. Проблема активности ядер обсуждается в гл. VIII и IX. Излучение нормальных галактик в радиодиапазоне гораздо меньше ($\lesssim 10^{41}$ эрг/с). Они могут создавать слабый фон, на котором выделяется излучение радиогалактик [236].

Динамические характеристики скоплений могут быть определены только по наблюдаемому распределению радиальных скоростей галактик, входящих в скопление. Радиальные скорости определяются лишь для самых ярких галактик, число которых редко превышает 10 – 20. При малом количестве галактик существенную погрешность в выводы о распределении радиальных скоростей в скоплении может внести случайное включение радиальной скорости галактики, проектирующейся на скопление, но к нему не относящейся.

Достаточно достоверные данные о распределении дисперсии радиальных скоростей σ_r вдоль радиуса скопления получены лишь для ближайших скоплений (Coma, A 194, Virgo). Значение дисперсии обычно составляет несколько сотен км/с и заметно меняется вдоль радиуса скопления, причем у различных скоплений по-разному. Имеющиеся данные о величине $\sigma_r(r)$ обсуждаются в [237]. Они, как и другие результаты определения v_r для галактик скопления, использованы ниже при исследовании динамической структуры скоплений галактик.

Различие между скоплениями и большими группами галактик в значительной мере условно, особенно если речь идет о компактных группах. Они во многих отношениях похожи на скопления. Так, например, в компактных группах содержание спиралей меньше, чем среди галактик поля, и уменьшается с усилением компактности [238]. В отношении содержания галактик типа S такие группы походят на скопления галактик.

При детальном исследовании ряда скоплений в них обнаружена "комковатая" структура – галактики распределены группами [506]. Это имеет место для скопления Персея [507].

§ 2. Выявление пространственных группировок галактик; малые группы

Скопления галактик первоначально выделялись как области повышенной поверхностной концентрации объектов на небесной сфере. Этот способ выделения не очень подходит уже для больших групп (облаков) галактик и совершенно непригоден для групп с малым числом членов, порядка десяти. Такие группы могут быть выделены статистическими методами, позволяющими совершать переход от видимого распределения объектов на небесной сфере к их пространственному распределению. Что же касается отделения оптических членов группы (или скопления), проектирующихся на область, занимаемую физически связанными объектами, то надежных методов для этого нет. На принадлежность той или иной галактики к данной конкретной группировке может указывать близость ее радиальной скорости к скорости остальных объектов, относимых к этой группировке. Однако определение v_r с требуемой точностью возможно лишь для близких галактик. Кроме того, указанное условие принадлежности к группировке не является ни необходимым, ни достаточным — объект (галактика) может обладать сильно отличающейся от других радиальной скоростью и, тем не менее, входить в эту группу.

Распределение объектов (галактик) по сфере известно по данным, приводимым в каталогах. Тем самым определяется поверхностная плотность (концентрация) галактик в той или иной области.

Для выделения малых групп по наблюдаемой поверхностной плотности галактик был использован [239], [240] статистический прием, заключающийся в следующем. Если вокруг галактики провести окружность радиуса ϑ_0 , то отношение числа галактик в полученном круге к его площади определит поверхностную плотность $\tilde{\sigma}(\vartheta_0)$. Для каждой галактики выбирается угловое расстояние ϑ_c , удовлетворяющее условию

$$\tilde{\sigma}(\vartheta \leq \vartheta_c) \geq f \bar{\tilde{\sigma}}, \quad (6.5)$$

где $\bar{\tilde{\sigma}}$ — средняя поверхностная (по сфере) плотность галактик в выборке и f — задаваемая величина контраста плотности (обычно $f \approx 10$). Вокруг каждой галактики с $N(\leq \vartheta_c) > 1$ проводится окружность радиусом ϑ . Каждая из областей, занятых перекрывающимися окружностями, считается содержащей группу.

В результате обработки по указанной методике выборки из 1087 галактик, координаты которых содержатся в [16], было выявлено более 100 групп с числом членов от 2 до 10. Значительное число галактик (350) не вошло в группы.

Для большей части выделенных малых групп с известными расстояниями была найдена функция светимости галактик, оказавшаяся в общем близкой к функции светимости, найденной по скоплениям [34].

Моделирование скучивания галактик в группы [241] путем расчетов динамики системы, состоящей из большого числа тел, продемонстрировало образование групп, сходных с наблюдаемыми. На основе этих расчетов оценено, в частности, среднее значение "фактора загрязнения" — примеси

галактик, внешних по отношению к данной группе — равное $1/f$. Таким образом, 20 — 25 % членов наблюдаемых групп должны быть ложными.

Сравнительно простой метод выделения физических структур из наблюдаемого поля предложен в работе [242]. Для любой плоской квадратной площадки со стороной a из наблюдений можно найти случайную величину A_{2k} — среднее значение $2k$ -й степени всех попарных расстояний между содержащимися в ней объектами

$$A_{2k} = \frac{2}{n(n-1)} \sum_{\substack{i, j \\ i \neq j}} r_{ij}^{2k}. \quad (6.6)$$

Можно вычислить значения MA_2 и дисперсию распределения σ_n^2 . Пусть в площадке имеется q равномерно распределенных скоплений с эффективным размером α по m объектов в каждом ($n = qm$). Используя выражения MA_2 и MA_4 для такого распределения точек

$$MA_2 = \frac{a^2}{3} \left[1 - \frac{m-1}{n-1} \left(1 - \frac{\alpha^2}{a^2} \right) \right], \quad (6.7)$$

$$MA_4 = \frac{17a^4}{90} \left[1 - \frac{m-1}{n-1} \left(1 - \frac{\alpha^2}{a^2} \right) \right] \quad (6.8)$$

и приравнявая эти выражения наблюдаемым величинам A_2 и A_4 соответственно, можно найти значения m и α . Метод обобщается для случая распределения по сфере. Его удобно применять для таких объектов, как "Ягеллонская площадка" [243]. Материал, представленный в [243], содержащий координаты около 16 000 галактик, расположенных на сравнительно малой площади, уже использовался в статистических исследованиях.

В работе [244] описанным методом изучена совокупность богатых скоплений каталога [15]. Уверенно определена тенденция скоплений галактик к сгущиванию. Эффективное угловое расстояние между скоплениями, обнаруживающими тенденцию группироваться, равно $4,5^\circ$, а среднее число скоплений, участвующих в группировке, составляет 3,4.

Неоднократно применявшийся метод выявления структуры распределения галактик основан на использовании корреляционных функций [245]. Условная вероятность δP того, что соседний с выбранным объект находится в телесном угле $\delta\Omega$ на фиксированном угловом расстоянии ϑ в произвольном направлении, выражается через поверхностную корреляционную функцию $w(\vartheta)$ соотношением

$$\delta P = \mathcal{N} [1 + w(\vartheta)] \delta\Omega, \quad (6.9)$$

где $\mathcal{N}$ — средняя поверхностная плотность объектов на небесной сфере. Величина $\mathcal{N}$ связана со средним числом объектов $\langle N \rangle$, приходящихся на угол Ω ,

$$\langle N \rangle = \mathcal{N} \Omega.$$

На расстоянии ϑ от выбранного объекта ожидаемое число объектов

$$\langle N \rangle_p = \mathcal{N} \int_0^\vartheta [1 + w(\vartheta)] d\Omega. \quad (6.10)$$

Значение $w(\vartheta)$ оценивается на основании подсчетов пар объектов каталога по формуле

$$1 + w(\vartheta_1) = \frac{2 n_p \Omega}{N^2 \langle \delta \Omega \rangle}. \quad (6.11)$$

Здесь $\vartheta < \vartheta_1 < \vartheta + \delta \vartheta$, N — число объектов в данном каталоге, n_p — ожидаемое число пар с расстоянием между их членами в интервале от ϑ до $\vartheta + \delta \vartheta$, $\langle \delta \Omega \rangle$ — величина телесного угла, получающегося при пересечении области обзора Ω и кольца $(\vartheta; \vartheta + \delta \vartheta)$, усредненная по всем объектам выборки. Множитель 2 вводится потому, что каждый из объектов пары учитывается при подсчетах дважды. При больших значениях ϑ формула (6.11) дает заниженную оценку $w(\vartheta)$.

Величина $w(\vartheta)$ непосредственно не дает достаточной информации о корреляции положений галактик в пространстве, но оказывается связанной с пространственной двухточечной корреляционной функцией $\xi(r)$.

Пространственная двухточечная корреляционная функция $\xi(r)$ вводится условием

$$\delta P_V = n[1 + \xi(r)]\delta V, \quad (6.12)$$

где δP_V — условная вероятность того, что соседний объект находится внутри объема δV на расстоянии r от данного объекта, и n — средняя концентрация объектов. Если распределение объектов описывается непрерывной функцией $\rho(\bar{r})$ (функция плотности), то

$$\xi(\bar{r}) = \frac{\langle \rho(\bar{x} + \bar{r}) \rho(\bar{x}) \rangle}{\langle \rho \rangle^2} - 1. \quad (6.13)$$

Величиной $\xi(\bar{r})$ характеризуется отклонение распределения от однородного. При однородном случайном дискретном (пуассоновском) процессе $\xi(\bar{r}) = 0$. Отличие $\xi(\bar{r})$ от нуля свидетельствует о корреляции или антикорреляции в пространственном распределении объектов.

Корреляция положений галактик в довольно большом объеме пространства рассматривалась в [246]. К концу 70-х годов для большого количества галактик (~ 2000) были определены значения v_p (до 3000 км/с) и тем самым расстояния. В работе [246] эти величины были использованы для нахождения плотности $n(R)$ галактик в сфере радиуса R в большом объеме ($\sim 5000 \text{ Мпк}^3$). Величина $n(R)$ просто связана с $\xi(R)$:

$$\xi(R) \sim \frac{[n(R) - \bar{n}]}{\bar{n}}, \quad (6.14)$$

где $\bar{n}$ — средняя плотность галактик в выборке.

Обнаружилось, что почти все галактики, за редким исключением, связаны и входят в группы как компактные, так и "слабокоррелированные". Вместе с тем имеются две "пустоты" (полости) объемом 10^3 Мпк^3 каждая, где средняя концентрация галактик $\bar{n} \approx 10^{-3} \text{ Мпк}^{-3}$ при концентрации в группах $\bar{n} \approx 10 \text{ Мпк}^{-3}$. Рассчитанный контраст поверхностной плотности для этих групп получается близким к принятому в работе [239], и, следо-

вательно, в большинстве случаев выявленные группы представляют собой реальные образования.

Малые группы выявлены в окрестностях Галактики (на расстояниях до 10 Мпк) [247]. Используются данные о 131 галактике — эта совокупность составляет полную выборку до звездной величины $-18,5^m$. На основании изучения видимых положений, известных расстояний и скоростей получено, что более 60% входят в состав восьми групп с числом членов от 5 до 9. Остальные галактики могут считаться относящимися к полю.

Несмотря на то, что значительное (по некоторым оценкам до 40%) число галактик, относимых к членам групп, на самом деле им не принадлежит, многочисленность групп не вызывает сомнений. По-видимому, малые группы являются самым распространенным типом агрегации галактик.

Для определения более крупномасштабной структуры распределения галактик важное значение имеет кластерный анализ (метод анализа расстояний до ближайшего соседа), который дает возможность отчетливо выделять структуры разных масштабов [248]. Суть его состоит в следующем: каждая галактика окружается сферой радиуса R ; если внутри сферы находится галактика, то она в свою очередь окружается сферой такого же радиуса, и так далее. Система идентифицируется и заканчивается когда в очередной сфере галактик больше не оказывается. Результат зависит от принятого значения R . При малых R отбираются только двойные и кратные системы. Можно либо фиксировать R , либо задавать контраст плотности. Величина R более надежно, чем контраст плотности, позволяет выделять системы различной степени сложности.

При теоретических исследованиях структуры Метагалактики в разных масштабах — до сверхскоплений галактик (см. § 6) используется зависимость $\xi(r)$, на основании которой часто делаются далеко идущие заключения.

Функция $\xi(r)$ связан с $w(\vartheta)$ интегральным соотношением [245]. В том случае, когда максимальный масштаб сгущения (отклонения от однородности) мал по сравнению с характерным расстоянием до галактик данной выборки, это соотношение имеет следующий вид:

$$N^2 w(\vartheta) = D^3 n^2 \int_0^\infty y^4 \varphi^2(y) dy \int_{-\infty}^\infty \xi(r) du. \quad (6.15)$$

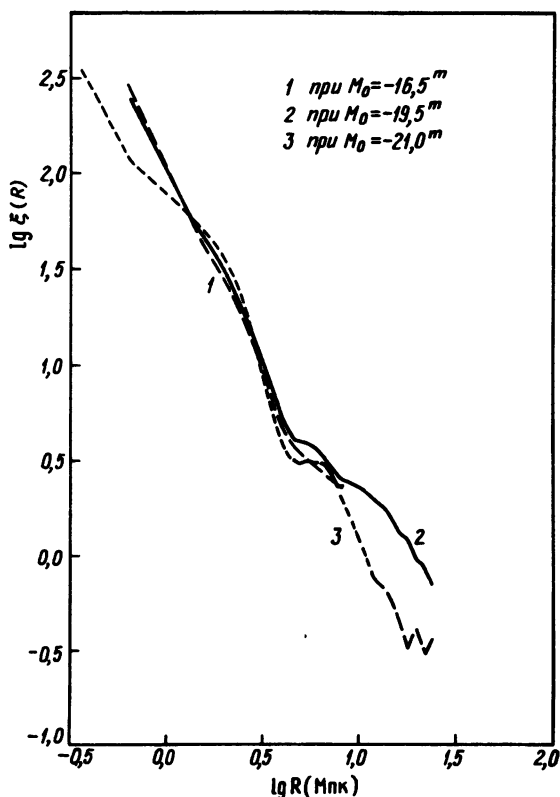
Здесь учитывается различие светимостей объектов (галактик), D — некоторое характерное расстояние (соответствующее фиксированной абсолютной величине галактики), $y = r/D$ и

$$u^2 = r^2 - (Dy\vartheta)^2, \quad (6.16)$$

$$n = \int \Phi(M) dM, \quad (6.17)$$

где $\Phi(M)$ — функция светимости. Введением функции $\varphi(y)$ учитывается неполнота каталога для галактик, расположенных на расстоянии yD ("селективная функция").

Из (6.15) следует, что при степенной зависимости $\xi(r) \sim (r_0/r)^\alpha$ функция $w(\vartheta) \sim \vartheta^{1-\alpha}$. Наблюдаемая (в частности, найденная по данным каталога [16]) корреляционная функция $w(\vartheta)$ хорошо аппроксимируется



Р и с. 21. Функция $\xi(r)$ для скопления Девы (по [248])

степенным законом с $\alpha = 1,77 \pm 0,04$, а значит, и $\xi(r)$ следует степенному закону. Характерная длина $r_0 \approx (4-5)h_0^{-1}$ Мпк соответствует наибольшему масштабу сгущения.

Степенная зависимость для $\xi(r)$ следует и из теоретических соображений [245] при определенных предположениях о спектре первичных космологических возмущений плотности (см. гл. X).

Данные о характере изменения $\xi(r)$ сами по себе не дают возможности выделять скопления галактик, поскольку получается сглаженная картина. Положение излома корреляционной функции определяет лишь величину r_0 — характерный масштаб.

Расчеты функции $\xi(r)$ производились неоднократно. В качестве примера можно привести результаты, полученные для выборки галактик скопления Девы при различных значениях предельной абсолютной величины выборки M_0 (рис. 21) [248]. Обращает на себя внимание отклонение от степенной зависимости при $R \approx 4$ Мпк.

Вывод о непрерывной иерархии масштабов сгущения получен в [245] по результатам обработки каталогов галактик указанным способом. Однако использование других статистических методов не приводит к столь однозначному заключению.

§ 3. Двойные системы галактик

Отбор двойных систем галактик производится на основе определенных критериев. Так, для наиболее широко используемых каталогов [21] и [22] применялся, по существу, один и тот же критерий достаточной малости углового расстояния $\vartheta_{1,2}$ между членами двойной системы по сравнению с расстоянием $\vartheta_{12,3}$ до ближайшей из соседних галактик, т.е.

$$\vartheta_{12,3} \geq x \vartheta_{1,2}. \quad (6.18)$$

При составлении каталога [22] принималось, что $x = 5$. Кроме того, дополнительное условие заключается в том, что $\vartheta_{1,2}$ мало само по себе (в [22] принято, что $\vartheta_{1,2} \leq 8'$).

Очевидно, что сами по себе указанные критерии не являются достаточным условием физической связи двух галактик, так как наблюдается лишь проекция расстояния между членами пары. Дополнительное условие получается после определения разности радиальных скоростей Δv_r , малость которой является необходимым условием того, что система гравитационно связана. Однородная выборка двойных галактик [249] с измеренным значением Δv_r содержит 440 пар. Неопределенность Δv_r при измерениях по эмиссионным линиям составляет около 50 км/с, а при использовании абсорбционных — вдвое больше [250]. Соответственно некоторая часть (~10%) двойных систем в [22], а также в [251] должна быть отнесена к оптическим парам (согласно [252], в последнем содержится более 20% таких пар).

Из анализа данных, приведенных в каталогах выяснилось, что число двойных систем с компонентами, относящимися к одному и тому же типу (Е—Е или S—S), значительно больше, чем можно было бы ожидать при случайной ассоциации [253]. Среди сравнительно небольшого количества смешанных пар (вида S—Е) часть, по-видимому, относится к оптическим, потому что величина Δv_r велика — среднее ее значение превосходит 500 км/с, тогда как у "однородных пар" оно составляет ~200—300 км/с. Плоскости симметрии галактик в тех парах, где обе компоненты относятся к типу S, не совпадают [253].

В работе [254] влияние наблюдательной селекции было рассмотрено в качестве возможного объяснения того факта, что относительное количество пар, содержащих галактики с одинаковыми морфологическими типами, больше, чем математическое ожидание этой величины, рассчитанное в предположении о случайном распределении типов компонент. Различие в функциях светимости $\varphi_S(M)$ и $\varphi_E(M)$ при случайном ассоциировании может приводить к преимущественному отбору в каталог двойных систем лишь определенного состава. Полнота каталога обусловлена отбором второй по светимости компоненты.

По каталогу находятся зависимости $N(m)$ для первых и вторых компонент. Из расчетов следует, что существующая менее сильная зависимость количества N от звездной величины для первых (более ярких) компонент, чем для вторых, отражает действие наблюдательной селекции [255]. По рассчитанной в предположении равномерного распределения в пространстве функция распределения пар $\Phi(M', M'')$ найдена функция све-

тимости для двойных систем $\frac{1}{2}[\varphi_1(M) + \varphi_2(M)]$, мало отличающаяся от функции светимости галактик поля.

Наряду с возможным влиянием на особенности состава двойных систем эффектов селекции допустимо считать, что на наблюдаемых характеристиках компонент отражается их нахождение в составе системы. Для учета этого обстоятельства имеющихся данных о факторах эволюции галактик недостаточно. Представляет интерес то, что у галактик типа Е имеется тенденция концентрироваться около галактик того же типа [256]. На расстоянии $R \approx 1$ Мпк их наблюдается около 30%, при ожидаемом значении $\sim 10\%$.

Данные о скоростях движения галактик в двойной системе служат для оценки масс галактик. Способ определения массы аналогичен тому, который применяется для нахождения масс спектрально-двойных звезд и подробно описан в [257].

Формула для определения среднего значения массы $M_{\text{гал}}$, в предположении круговой орбиты и случайного распределения наклонностей орбит, имеет вид

$$M_{\text{гал}} = \frac{32}{3\pi} G^{-1} X_{12} (\Delta v_p)^2, \quad (6.19)$$

где X_{12} — величина проекции отрезка, соединяющего галактики, и Δv_p — разность радиальных скоростей компонент.

Средняя величина массы галактики — компоненты двойной системы, выраженная в единицах $M_\odot$,

$$\langle M_{\text{гал}} \rangle = 0,114 \langle r \rangle \langle \alpha \rangle \langle \Delta v_p \rangle^2, \quad (6.20)$$

где r — расстояние до системы в парсеках, α — угловое расстояние между компонентами в минутах дуги и Δv_p измерено в км/с. В [257] по данным о многих системах (>60) получено

$$\langle M_{\text{гал}} \rangle = 2,5 \cdot 10^{11} M_\odot. \quad (6.21)$$

По-видимому, столь большое значение массы отражает эффект наблюдательной селекции — отбираются в первую очередь двойные системы с достаточно яркими компонентами.

Сводка найденных различными способами масс галактик, в том числе компонент двойных систем, содержится в [258].

Статистическое изучение однородной выборки, состоящей из 361 системы [259], дало основание считать, что у большинства пар орбиты в действительности являются круговыми, и, таким образом, значения массы, получаемые в предположении круговых орбит, близки к истинным.

Более точный способ определения масс галактик — на основе наблюдаемых кривых вращения — был применен в общей сложности к 64 галактикам, входящим в двойные системы [132]. Кривые вращения галактик-компонент двойных систем преимущественно плоские. По-видимому, взаимное влияние компонент на кривую вращения в пределах оптического радиуса не играет существенной роли. Значения массы, определенные таким путем, оказываются близкими к значениям, полученным по орбитальному движению [259]. Величина отношения массы к светимости

$M/L \approx 7$, что согласуется с определениями этой величины в других работах (см., например, [258]). Хотя указанный способ определения масс по кривой вращения применим только к галактикам типа S, значения отношения M/L для эллиптических галактик, полученные по дисперсии скоростей звезд в них, того же порядка. Это обстоятельство опровергает выводы работы [251] о гораздо большей величине отношения M/L в двойных галактиках, чем в одиночных. Вывод о большом значении M/L в двойных системах ставился под сомнение также на основании анализа влияния ошибок в определении v_p на величину этого отношения, получаемую из наблюдений [260]. Предполагалось [261], что получаемая большая величина указанного отношения обусловлена присутствием у галактик, входящих в двойную систему, массивных и слабо светящихся гало. Однако из анализа движений галактик в парах следует, что таких гало у них нет [262].

Путем сравнения результатов численных экспериментов с наблюдениями можно установить, какая доля из наблюдаемых пар галактик, удовлетворяющая применяемым критериям отбора, не относится к двойным системам (в которых галактики связаны гравитационно). Согласно [262] около трети двойных галактик нельзя считать парами, поскольку они могут входить в состав систем большей кратности — триплетов и малых групп. Неучет этого обстоятельства может существенно сказываться, в частности, на результатах определения масс.

Выделение тройных систем физически связанных галактик представляет еще более трудную задачу, чем выделение двойных систем. Исследование лучевых скоростей у большого числа видимых тройных систем показало, что лишь небольшая доля из них может быть отнесена к физическим [263]. Они характеризуются средними значениями параметров (при $H = 75$ км/(с · Мпк)):

$$\langle \tilde{R} \rangle = 50 \text{ кпк}, \quad \langle \Delta v_p^2 \rangle^{1/2} = 70 \text{ км/с}, \quad \langle L_{\text{трипл}} \rangle = 5 \cdot 10^{10} L_{\odot}. \quad (6.22)$$

Здесь $\langle \tilde{R} \rangle$ — среднее гармоническое расстояние между компонентами в проекциях. Массы галактик, входящих в тройные системы, определяются крайне неуверенно, так как применение теоремы вириала к ним может быть необоснованным.

Численное моделирование систем, содержащих большое число галактик, производилось методом Монте-Карло [264]. Находилась величина Δv_p для отбора "истинных" пар из каталогов. Оказалось, что многие из пар, содержащихся в каталоге [251], не являются изолированными (это отмечалось и ранее в [252]). Моделирование выполнено при ряде условий: взаимодействие галактик описывается "изотермическим" потенциалом, концентрация пар меняется с расстоянием от центра по степенному закону, дисперсия скоростей $\sigma_r \approx \sigma_t \sim r^{-\beta}$. В результате расчетов получается соотношение между Δv_p , L и X_{12} . Наилучшим образом согласуется с наблюдениями модель, в которой $\beta = 0$ и Δv_p практически не зависит от X_{12} :

$$\Delta v_p \sim L^{1/4}. \quad (6.23)$$

У галактик, входящих в физические двойные системы, имеются особенности, истолковываемые как результат приливных взаимодействий [265]. Такое взаимодействие проявляется в форме обмена массой и для

тесных пар в эффекте динамического трения, которое может приводить к "слиянию" компонентов в единую галактику [266]. Вопросы, связанные с процессом слияния галактик, обсуждаются в следующем параграфе. Что же касается перетекания массы и возможного стимулирования этим процессом активности ядер галактик, то о нем подробнее говорится в гл. IX.

§ 4. Взаимодействие галактик в скоплениях

Концентрация галактик в центральных областях скоплений настолько велика (до 10^3 Мпк $^{-3}$), что за время эволюции скопления там должно происходить много тесных сближений галактик. При этом галактики не только обмениваются энергией, но в зависимости от условий сближения могут также образовать двойную систему или слиться в единое тело. Динамическое взаимодействие при сближениях должно особенно сказываться на гало галактик, так как гравитационная связь гало с галактикой сравнительно слабая.

Вероятность $P_{ст}$ того, что столкновение двух галактик радиуса R произойдет за время t , определяется из очевидного соотношения

$$P_{ст} = \pi R^2 \langle v_{отн} \rangle N t, \quad (6.24)$$

где N — концентрация галактик и $\langle v_{отн} \rangle$ — средняя скорость их относительного движения. При значении $R \approx 10$ кпк за время $t \approx 10^{17}$ с величина $P_{ст} \approx 0,1$. К слиянию галактик приводят столкновения, близкие к лобовому. Менее тесные сближения вызывают приливы, сопровождающиеся потерей массы. Приливные взаимодействия происходят не только в центральных областях скоплений, но и на их периферии, а также возможны и для галактик поля. Множество примеров галактик, морфологические особенности которых можно приписать эффектам взаимодействия, приведены в [4]. Есть основания полагать, что слияние имело место и для некоторых из галактик, не входящих в скопления (например, у NGC 7252) [267].

Кинетическая энергия движения галактик типа E при их столкновении частично переходит во внутреннюю энергию систем. Условие слияния двух сферических галактик заключается в выполнении неравенства $\Delta E > E$, где ΔE — изменение энергии при столкновении. Величина ΔE определяется из соотношения

$$\Delta E = \frac{4 G^2 M_p^2 M_g}{3 v_{p_0}^4} \langle r^2 \rangle, \quad (6.25)$$

где M_g и M_p — массы галактики и возмущающего тела соответственно, p_0 — прицельное расстояние, v_{p_0} — скорость на этом расстоянии и $\langle r^2 \rangle$ — средний квадрат расстояния звезд от центра галактики. При одинаковых массах M_g и M_p

$$E = \frac{1}{4} M_g v_{p_0}^2$$

и критерий для оценки возможности слияния записывается в виде:

$$p_0 v_{p_0} < \left[\frac{32}{3} G^2 M_g^2 \langle r^2 \rangle \right]^{1/4}. \quad (6.26)$$

По существу эта формула отражает действие динамических приливов. Она получена в "импульсном приближении", т.е. звезда в галактике считается получающей дополнительную скорость очень быстро ("в момент столкновения") и соответственно предполагается, что скорость v_p достаточно велика. Из (6.26) следует, что возможность слияния очень сильно зависит от строения галактик [267].

Численные расчеты процесса слияния галактик проводились неоднократно. Сложность решения этой задачи обусловлена, в частности, отсутствием какой-либо симметрии и приходится поэтому ограничиваться сравнительно малым числом частиц ($N \leq 2000$), представляющих звезды. Результаты расчетов описаны в [268] и [269]. Одним из наиболее важных является вывод о сильной зависимости поперечного сечения для слияния от ориентации моментов осевого вращения по отношению к орбитальному. Сечение оказывается наименьшим, когда моменты антипараллельны. Это объясняется тем, что для звезд, вращающихся в направлении, противоположном движению возмущающего тела, действие возмущения продолжается меньшее время. Центральная плотность образования, получающегося при численном моделировании, повышена, а внешняя оболочка протяженная.

Указанные результаты получены для процесса слияния ("coalescence") галактик, массы которых сравнимы. Галактики малой массы, являющиеся спутниками массивных галактик, могут сливаться с ними вследствие динамического трения. Такое явление уместно называть "погружением" ("merging").

Процесс, называемый динамическим трением, заключается в уменьшении скорости движения тела ("пробной частицы") при движении в поле тел малой массы ("частиц поля"), гравитационно взаимодействующих с ним. Величина $\langle \Delta v_{\parallel} \rangle$ характеризует торможение в направлении первоначального движения и называется коэффициентом динамического трения. Скорость нарастания дисперсии в этом направлении характеризуется величиной $\langle (\Delta v_{\parallel})^2 \rangle$, вычисленной в [134] (см. также [270]).

Масса пробной частицы (спутника галактики) намного превосходит массу полевых частиц (звезд). В этом случае, согласно [134],

$$\langle \Delta v_{\parallel} \rangle = -8\pi G^2 \rho m v^{-2} \left[\Phi \left(\frac{v}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \frac{v}{\sqrt{2}\sigma} \Phi' \left(\frac{v}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \ln \Lambda, \quad (6.27)$$

где σ — одномерная дисперсия скоростей полевых частиц, ρ — плотность их распределения, $\Lambda = \frac{p_{\max}}{p_{\min}}$ — отношение наибольшего прицельного расстояния к наименьшему; $\Phi(x)$ — интеграл вероятностей.

Характерное время замедления t_s определяется из условия

$$\langle \Delta v_{\parallel} \rangle t_s = -\langle v_{\parallel} \rangle, \quad (6.28)$$

а время уменьшения энергии вдвое приблизительно равно $t_s/2$.

В том случае, когда галактики можно представить изотермической сферой

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2} \quad \text{и} \quad \frac{v}{\sqrt{2}\sigma} = 1, \quad (6.29)$$

расстояние спутника от центра галактики уменьшается со временем по закону [271]

$$r^2(t) = r^2(0) - 0,605 \frac{Gmt}{\sigma} \ln \Lambda, \quad (6.30)$$

и следовательно, спутники постепенно погружаются в центральную галактику. Хотя для реальных галактик сделанные предположения о характере гало вряд ли оправдываются (нет бесконечного однородного фона полевых частиц), но (6.30) дает удовлетворительную оценку времени погружения, порядка 10^9 лет для типичных условий.

Процесс погружения спутников в галактику вследствие динамического трения исследовался численными методами [272]. Число точек системы принималось достаточно большим (5000). Из результатов расчета следует, что локальное рассмотрение динамического трения приводит к значительной неточности. Задача должна решаться как самосогласованная, т.е. нужно учитывать и реакцию центральной галактики. В противном случае получается неверное значение сдвига по фазе и существенное нарушение условия сохранения углового момента системы.

Расчеты погружения проводились также в рамках упрощенной задачи — галактика представлялась точечной массой, и учитывалось присутствие диска из звезд, но взаимодействие звезд между собой не принималось во внимание. Погружение в этом случае осуществляется быстрее, чем получалось из расчетов [272].

Все численные эксперименты с погружением спутника страдают неопределенностью вследствие незнания характеристик гало (в частности, величины σ) и трудности задания начальных условий для спутника. Итоги ряда исследований в этом направлении подведены в [272].

Для понимания структуры и эволюции скоплений очень важно решить вопрос о поглощении галактик центральной массивной галактикой скопления и о возможности образования таким путем сД-галактик. Из наблюдений следует, что самые яркие галактики скоплений, относящиеся к типу E, бывают двух видов [273]:

а) эллиптическое основное тело и обширное гало;

б) эллиптическая галактика со сравнительно слабым гало, в котором в интервале 9^m распределение яркости следует закону $\sim r^{-1/4}$. Во внешних областях светимость падает медленнее. Как указанные, так и другие особенности [273] таких галактик наводят на мысль, что имел место процесс поглощения ими других галактик. Если большая величина светимости центральной галактики обусловлена поглощением других галактик и поэтому равна суммарной светимости поглощенных галактик, то нужно считать, что в богатых скоплениях сД-галактикой захвачено по четыре галактики, а в бедных — по семь. Усиленное поглощение галактик в бедных скоплениях объясняется большей компактностью в центральной области [273].

Массивные галактики собираются в центральной части скопления за время t_R , равное

$$t_R \approx Nt_{tr} \approx \frac{NR_{\text{скопл}}}{\sigma}, \quad (6.31)$$

где t_{tr} — время пересечения скопления и σ — дисперсия скоростей. Скорость аккреции порядка $t_R^{-1} N \approx t_{tr}^{-1}$. Эта оценка показывает, что галактика захватывается приблизительно один раз за 10^9 лет. Расчет при посредстве формулы (6.30) показал, что в центре богатого скопления при массе центральной галактики $10^{12} M_\odot$, $\sigma = 10^3$ км/с и $r(0) \leq 150$ кпк орбита галактики распадается, и она погружается в центральную галактику за 10^{10} лет.

Путем расчетов эволюции скопления со сферически симметричным распределением плотности галактик установлено, что в результате слияния галактик в центре получается система (ядро), масса и светимость которой представляют суммарные массы и светимости объединившихся галактик [274]. Энергия движения галактик переходит в энергию связи. Центральная галактика, масса которой M_g , захватывает соседние галактики в интервале масс от M до $M + dM$ со скоростью

$$\frac{dN}{dt} dN \approx 24(2\pi)^{1/2} \frac{GM_g}{\sigma R_c^2} \ln \tilde{\Lambda} r_{захв}^3 n(M) dM, \quad (6.32)$$

где R_c — радиус ядра, $r_{захв}$ — предельное расстояние, на котором еще возможен захват, $\tilde{\Lambda} = \frac{R_c}{R_{гал}}$, $n(M)$ — функция масс, определяемая по

функции светимости. Характерное время захвата галактики скопления получается лежащим в интервале $2 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$ лет. В результате захвата центральная галактика становится похожей на cD-галактику — она обладает ярким ядром, окруженным обширной оболочкой со сравнительно малой поверхностной яркостью. Так как более массивные галактики захватываются скорее, то в скоплении должен возникнуть дефицит ярких галактик.

Численные расчеты эволюции системы большого количества тел показали, что слияние является неизбежным следствием гравитационной неустойчивости [275].

Столкновения галактик являются неупругими. Расчет слияния производился в [276] при учете силы торможения, обусловленной неупругостью и принимаемой в виде

$$F_{\text{торм}} = DM_i M_j (r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{-3/2}, \quad (6.33)$$

где M_i и M_j — массы галактик, r_{ij} — расстояние между ними, ϵ — малый параметр и D — коэффициент. При неупругих столкновениях не сохраняются ни энергия, ни угловой момент. Вычисления показали, что в ходе эволюции системы 70–80% всей массы собирается в доминирующем центральном теле. Других массивных тел не должно быть: если они начинают образовываться, то, не успев "вырасти", захватываются уже существующим центральным телом.

В перечисленных работах, как и во многих других (см., например, [277]), моделировалось взаимодействие эллиптических галактик при близких прохождениях, приводящее к слиянию. Вместе с тем часто должны происходить и сближения эллиптических галактик со спиральными. Если прицельное расстояние достаточно велико, то слияния галактик не происходит, но вследствие приливного взаимодействия диск спиральной га-

лактики теряет часть своей массы. Численный эксперимент, моделировавший взаимодействие плоского диска с пролетающей мимо него точечной массой [278], показал, что до 10% массы может быть вырвано из диска. Эти звезды образуют "перемычку" или "мостик" в направлении возмущающего тела.

Более детально изменение формы галактических дисков при их гравитационных взаимодействиях с соседними галактиками исследовалось численными методами в работе [279]. Полученные распределения частиц, удалившихся от галактики под действием приливов, оказались похожими на образования, наблюдаемые у многих пекулярных галактик, представленных в [5].

С целью объяснения сложной морфологии пекулярных галактик по методике, использованной в [278], было выполнено большое количество расчетов [280]. Параметры моделей выбирались таким образом, чтобы можно было пренебрегать коллективными взаимодействиями звезд, составляющих диск [281]. Путем варьирования прицельного расстояния, скорости пролета и массы возмущающего тела и параметров его орбиты была выяснена возможность большого многообразия форм приливных образований. Некоторые из них представлены на рис. 22. Наблюдаемая в картинной плоскости форма возмущений сильно зависит от угла, под которым рассматривается галактика, и этим еще более увеличивается возможность получения самых причудливых конфигураций.

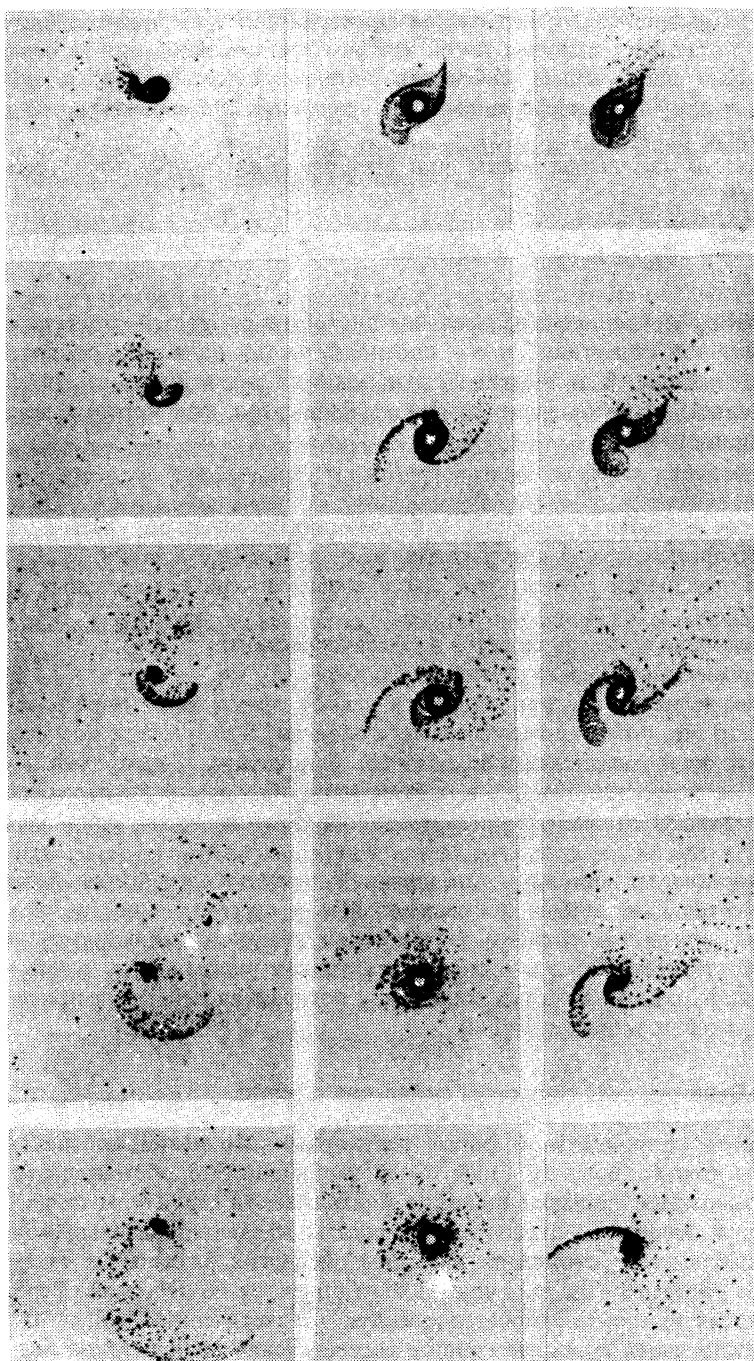
Продолжительность существования приливных образований зависит от принимаемых значений параметров задачи. Конфигурации распадаются за время, сравнимое с временем пролета возмущающего тела. При характерных значениях массы галактики $10^{11} M_{\odot}$, радиуса диска 20 кпк и скорости пролета $v(p_{\min}) = (3-9) \cdot 10^2$ км/с время взаимодействия составляет $(1-5) \cdot 10^8$ лет. Приливное взаимодействие оказывается незначительным при достаточно далеких ($p_{\min} \geq 3R_{\text{гал}}$) и быстрых ($v(p_{\min}) \geq 6v_{\text{пар}}$) пролетах. Наиболее эффективные взаимодействия при $v(p_{\min}) \approx v_{\text{пар}}$ приводят к образованию сильных, но несимметричных приливных выбросов.

Исследование взаимодействия галактик в скоплениях должно предусматривать действие как далеких, так и близких прохождений. В результате далеких гравитационных взаимодействий изменяются энергия и импульс галактики, при более близких прохождениях вследствие приливов изменяется масса. В работе [282] при исследовании изменения функции распределения f (фазовой плотности) галактик в скоплении скорость изменения f представляется в виде суммы

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Ф.Р.}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Т}}, \quad (6.34)$$

в которой первое из слагаемых отражает действие далеких взаимодействий, а второе связано с изменением массы галактики. Предположение о том, что сближения указанных двух типов не коррелируют между собой представляется обоснованным результатами численных экспериментов.

Величина $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{Ф.Р.}}$ выражает столкновительный член в форме Фоккера — Планка. Уравнение Фоккера — Планка представляет собой уравне-



Р и с. 22. Результаты численного моделирования взаимодействия галактик (по [280])

ние неразрывности в импульсном пространстве для примеси тяжелых частиц. Поскольку импульс такой частицы при столкновении ее с легкой испытывает лишь малые изменения, интеграл столкновений можно разложить и получить дифференциальное уравнение. Эта процедура обоснована в работе [283].

Скорость изменения массы при столкновении аппроксимируется выражением

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dt} = C_M G \rho R_t \sigma_g^{-1}, \quad (6.35)$$

где R_t и σ_g — радиус и центральная дисперсия скоростей соответственно для "пробной галактики" и ρ — плотность частиц поля. Для скорости изменения радиуса R и энергии E используются аналогичные соотношения, отличающиеся только значениями коэффициентов, для которых приняты следующие значения

$$C_M = -0,13, \quad C_R = -0,12, \quad C_E = -0,07.$$

Численное решение уравнений, описывающих изменение функции распределения, производилось для трех вариантов начальных условий:

- а) в начальный момент вся масса сосредоточена в массивных галактиках;
- б) основная масса содержится в полевых частицах;
- в) промежуточные между а) и б) случаи.

Из вычислений следует, что характерное время изменения массы галактик то же, что и время изменения энергии. В результате взаимодействий возникает массивное образование, у которого в центральной части дисперсия скоростей низка, а в протяженной оболочке — дисперсия скоростей высока. По своей структуре это образование аналогично сD-галактикам.

Сегрегация по массам и "обдирание" галактик вследствие приливов оказываются связанными процессами. Малая сегрегация по светимостям получается в случае а), и это соответствует тому, что наблюдается у большинства скоплений. Тогда в скоплении должна существовать значительная масса, не входящая в состав галактик, а потерянная галактиками в результате приливных взаимодействий.

§ 5. Динамическая структура скоплений и групп

Судя по сфероидальной форме регулярных скоплений, они находятся на сравнительно позднем этапе своей эволюции. Это обстоятельство делает возможным попытки описания динамической структуры таких скоплений при посредстве относительно простых квазистационарных моделей.

Из наблюдений скопления известны дисперсия радиальных скоростей в нем и распределение входящих в него объектов по небесной сфере. Для того чтобы построить самосогласованную реалистическую модель скопления, нужно найти пространственное распределение концентрации галактик и гравитационный потенциал в нем.

Переход от поверхностной плотности распределения числа галактик $\tilde{\sigma}(s)$ (s — расстояние точки от центра проекции на поверхность сферы)

к пространственному $\rho(r)$ осуществляется путем обращения уравнения Абеля. Часто принимают для центральной части скопления

$$\tilde{\sigma}(s) = \tilde{\sigma}(0) \left(1 + \frac{s^2}{a^2} \right)^{-1}, \quad (6.36)$$

где a — радиус ядра. Тогда для $\rho(r)$ получается зависимость, аналогичная найденной в [24] для шаровых скоплений:

$$\rho(r) = \rho(0) \left(1 + \frac{r^2}{a^2} \right)^{-3/2}. \quad (6.37)$$

В ряде случаев плотность в скоплении меняется с расстоянием от центра не монотонно, и, следовательно, (6.37) не является достаточно хорошим представлением.

При использовании для регулярных скоплений изотермической модели нужно учитывать, что размер скопления конечен, а это с необходимостью должно приводить к уменьшению дисперсии скоростей к периферии скопления. Модели "обрезанных" изотермических газовых шаров, неоднократно использовавшиеся для моделирования распределения галактик в скоплениях не отражают истинного изменения плотности. Это распределение является просто аппроксимационным выражением с параметрами $\rho(0)$, R_c и R_t .

Предлагалась и другая аппроксимационная формула с тремя параметрами [34]

$$\tilde{\sigma}_{\text{obs}}(s) = \alpha \left[\tilde{\sigma}_{\text{iso}} \left(\frac{s}{\beta} \right) - C \right], \quad (6.38)$$

где α , β , C — параметры и $\tilde{\sigma}_{\text{iso}}$ — значение поверхностной плотности для изотермической модели.

Как было показано в гл. II, существенную роль в динамически равновесных сфероидальных бесстолкновительных системах может играть анизотропия дисперсии скоростей. Попытка выяснить наличие указанной анизотропии по распределению плотности в регулярных скоплениях была произведена в [277]. Из уравнения (2.11) с учетом уравнения (2.2), записываемого для сферической системы в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi_g}{dr} \right) = 4\pi G \rho, \quad (6.39)$$

при условиях

$$\sigma_r^2 = \text{const}, \quad \sigma_t^2 = \text{const} \text{ и } (2.10) \quad (6.40)$$

получается обобщенное уравнение Эмдена

$$\frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{w'}{w} \right) = w + 1 - \beta. \quad (6.41)$$

Здесь введены новые переменные ξ и w соотношениями

$$\xi = \frac{r}{\alpha}, \quad \alpha = \frac{\sigma_r^2}{4\pi G}, \quad 4\pi w d\xi = -4\pi r^2 \rho dr. \quad (6.42)$$

Величина β лежит в промежутке

$$-1 \leq \beta \leq 1.$$

При $\beta = 1$ получается известное решение (6.33) для изотермического шара. При $\beta < 1$ в центре конфигурации

$$r \rightarrow 0, \quad \rho \rightarrow \infty, \quad \frac{d\rho}{d\xi} \rightarrow -\infty \quad \text{и} \quad w \rightarrow 0, \quad (6.43)$$

Путем представления w в виде ряда получено решение (6.41) при $\beta = -0,5; 0; 0,5$.

Видимое на небесной сфере распределение плотности связано с пространственным распределением $\rho(\xi)$ формулой

$$\tilde{\sigma}(s) = -2 \int_s^\infty \sqrt{\xi^2 - s^2} \rho'(\xi) d\xi. \quad (6.44)$$

Применение (6.44) к скоплению Сота показало, что наилучшее согласие с наблюдениями достигается при $\beta = 0,5$ (т.е. $\sigma_r^2 = 2\sigma_t^2$), а распределение $\tilde{\sigma}(s)$ при $\beta = 1$ не соответствует наблюдениям. Таким образом, по крайней мере в этом случае, предположение об изотермичности скопления неверно.

Преобладания продольной компоненты дисперсии скоростей над поперечной можно ожидать в тех случаях, когда система сжата или не вполне стационарна в регулярном поле, и галактики совершают преимущественно колебательные движения относительно центра системы. Очевидно, что для окончательных суждений об анизотропии дисперсии скоростей в скоплениях требуется решение более полной задачи — при отказе от условий (6.40) — и сравнение результатов ее решения с достаточно полными наблюдательными данными.

При оценке масс скоплений используют теорему о вириале, что допустимо лишь для систем, стационарных в регулярном поле. Из соотношения (2.58) следует, что

$$3N\overline{M}_{\text{гал}}\overline{\sigma}_r^2 = |\Phi| = \frac{G\overline{M}_{\text{гал}}^2 N^2}{R_{\text{эф}}}. \quad (6.45)$$

В этой формуле N — число галактик в скоплении, $\overline{M}_{\text{гал}}$ — средняя масса, приходящаяся на галактику, $R_{\text{эф}}$ — эффективный радиус скопления и $\overline{\sigma}_r^2$ — среднее значение квадрата дисперсии. Из (6.45) получается

$$M_{\text{ск}} = N\overline{M}_{\text{гал}} = \frac{3\overline{\sigma}_r^2 R_{\text{эф}}}{G}. \quad (6.46)$$

Концентрация ярких галактик в центральной области в интервале восьми звездных величин составляет (данные по 15 скоплениям [34])

$$N_0(\Delta m = 8^m) \approx 3 \cdot 10^3 h_{50}^3 \text{ Мпк}^{-3},$$

где, как и выше, $h_{50} = H/50 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпк)}$ — относительная величина постоянной Хаббла. По известной величине N_0 в центре для той или иной модели галактик можно определить полное число галактик.

Массу, приходящуюся на среднюю галактику, получают путем подсчета числа галактик (см. [94]). Если $S'(x)dx$ — число галактик в полоске

шириной dx , находящейся на расстоянии x от центра скопления, то

$$N = 2 \int_0^{R_{\text{ск}}} S(x) dx. \quad (6.47)$$

Так как

$$S(x) = 2\pi \int_x^{R_{\text{ск}}} \rho_1(r) r dr, \quad (6.48)$$

где $\rho_1(r)$ — плотность числа галактик в скоплении, то

$$\begin{aligned} S^2(x) &= 4\pi^2 \int_x^{R_{\text{ск}}} \rho_1(r) r dr \int_x^{R_{\text{ск}}} \rho_1(r') r' dr' = \\ &= 8\pi^2 \int_x^{R_{\text{ск}}} \rho_1(r) r dr \int_x^{R_{\text{ск}}} \rho_1(r') r' dr' \end{aligned} \quad (6.49)$$

и

$$\int_0^{R_{\text{ск}}} S^2(x) dx = 8\pi^2 \int_0^{R_{\text{ск}}} \rho_1(r) r dr \int_0^r \rho_1(r') r' dr'. \quad (6.50)$$

Вместе с тем потенциальная энергия

$$\begin{aligned} |\Phi| &= G \int_0^{R_{\text{ск}}} \frac{M(r)}{r} 4\pi r^2 \bar{M}_{\text{гал}} \rho_1(r) dr = \\ &= 16\pi^2 \bar{M}_{\text{гал}}^2 \int_0^{R_{\text{ск}}} \rho_1(r) r dr \int_0^r \rho_1(r') r' dr'. \end{aligned} \quad (6.51)$$

Из (6.45), (6.47), (6.50) и (6.51) получается значение

$$\bar{M}_{\text{гал}} = \frac{3\sigma_r^2 \int_0^{R_{\text{ск}}} S(x) dx}{G \int_0^{R_{\text{ск}}} S^2(x) dx}. \quad (6.52)$$

При известном расстоянии до скопления $r_{\text{ск}}$ (величина $x = r_{\text{ск}}\beta$, где β — расстояние до полоски в угловой мере), вводя функцию

$$q(\beta) d\beta = S(x) dx, \quad (6.53)$$

можно написать вместо (6.52) формулу

$$\bar{M}_{\text{гал}} = \frac{3\sigma_r^2 r_{\text{ск}} \int_0^\alpha q(\beta) d\beta}{G \int_0^\alpha q^2(\beta) d\beta}, \quad (6.54)$$

где α — радиус скопления в радианной мере. Расстояние до скопления Сомы принято равным $r_{\text{ск}} = 85$ Мпк. По (6.54) в [285] было получено большое значение $\bar{M}_{\text{гал}} = 1,3 \cdot 10^{12} M_\odot$. Более поздние определения для

того же скопления дали почти вдвое большую величину $\bar{M}_{\text{гал}} = 2,35 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Масса скопления равна $4,15 \cdot 10^{15} M_{\odot}$ [286].

Определив из наблюдений светимость всего скопления и средней галактики, можно найти отношение M/L . Несколькоими способами было получено для скопления Coma

$$\frac{M_{\text{ск}}}{L_{\text{ск}}} \approx 150 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} h_{50}.$$

Аналогичные результаты имеют место для других богатых скоплений [34]:

$$M_{\text{ск}} \approx 10^{15 \pm 1} M_{\odot} h_{50}^{-1}, \quad L_{\text{ск}} \approx (10^{12} - 10^{13}) L_{\odot} h_{50}^{-2},$$

$$\left\langle \frac{M_{\text{ск}}}{L_{\text{ск}}} \right\rangle \approx 200 \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} h_{50}.$$

В том, что на единицу массы в скоплении, определяемой по дисперсии скоростей, приходится гораздо меньшая, чем у Солнца, величина светимости, находящаяся по наблюдаемому излучению звезд, составляющих галактики, заключается так называемый вириальный парадокс, о существовании которого стало известно еще в 50-е годы. В качестве одной из причин, могущих вызвать подобное явление, указывалось на нестационарность скоплений. Если энергия скопления положительна, то величина дисперсии не определяется только массой скопления. Так могло бы быть, если бы скопления галактик представляли собой разлетающиеся системы [287]. Однако регулярность структуры многих скоплений свидетельствует о том, что эти системы близки к стационарному состоянию.

При учете возможной "иерархичности" строения скоплений значение массы, получаемое по наблюдаемой дисперсии скоростей, может быть уменьшено [288]. Можно также снизить значение "вириальной массы", допустив существование таких двух доминирующих галактик скопления, у которых потенциальная энергия взаимодействия велика. Она входит в величину $|\Phi|$, и поэтому масса скопления, оцениваемая по дисперсии скоростей у других галактик получается меньше [289].

Влияние различия масс галактик, входящих в скопление, на значение вириальной массы исследовалось в [290]. Кинетическая энергия скопления

$$W_{\text{ск}} = \frac{1}{2} \langle M \rangle N \overline{\sigma^2}, \quad (6.55)$$

где

$$\langle M \rangle = \int M \varphi(M) dM \quad (6.56)$$

и $\varphi(M)$ — функция распределения галактик по массам. Величина $\overline{\sigma^2}(M)$ определяется соотношением

$$\overline{\sigma^2}(M) \equiv \overline{v^2}(M) = \int v^2 f(v | M) dv, \quad (6.57)$$

где $f(v | M)$ — функция распределения скоростей в зависимости от массы. Выражение $W_{\text{ск}}$ имеет вид

$$W_{\text{ск}} = \frac{1}{2} \int M \sigma^2(M) \varphi(M) dM, \quad (6.58)$$

а (6.55) соответствует величина

$$W'_{\text{ск}} = \frac{1}{2} N \int M \varphi(M) dM \int \sigma^2(M) \varphi(M) dM. \quad (6.59)$$

Если $\sigma^2(M)$ является убывающей функцией M , как, например, в случае равнораспределения кинетической энергии ($\sigma^2(M) \sim M^{-1}$), то $W'_{\text{ск}} > W_{\text{ск}}$. При выборке лишь некоторых из галактик с функцией распределения $\psi(M)$ может быть, что $W'_{\text{ск}} < W_{\text{ск}}$, где $W'_{\text{ск}}$ и $W_{\text{ск}}$ определены лишь для выборки по формулам, аналогичным (6.58) и (6.59). Возможно, что величина кинетической энергии скопления, найденная по дисперсии только ярких галактик (с большей массой), в предположении равнораспределения энергии, окажется существенно меньшей, чем истинная величина энергии. При учете отрицательной корреляции между σ^2 и M имеющиеся оценки энергии скопления, полученные по скоростям только ярких членов, лишь увеличатся.

Наиболее распространенное объяснение вириального парадокса состоит в том, что в скоплениях содержится большая не наблюдаемая масса ("скрытая масса"). Природа этой массы неизвестна. Ее приписывали, в частности, множеству звезд малой светимости, либо распределенных по скоплению, либо содержащихся в гало галактик, нейтральному водороду в окрестностях галактики, и относили за счет массы нейтрино [291]. Однако все эти факторы недостаточны, чтобы полностью устранить вириальный парадокс. Существенно, что "скрытая масса" если она существует, не может быть сосредоточенной только в галактиках, а должна быть распределенной по скоплению [292]. Обзор данных о величине отношения M/L в различных скоплениях и гипотез, предложенных для объяснения вириального парадокса, содержится в [259].

Вопрос о том, в какой мере следует считать скопления галактик находящимися в стационарном состоянии, сложен. Даже для богатых сферизованных скоплений допустимо говорить только о равновесии в регулярном поле и то лишь в достаточно близких к центру областях, где такое состояние устанавливается быстрее, чем у края.

Галактики, находящиеся на периферии большого скопления ($R \gtrsim 5$ Мпк), могут пересечь его за хаббловское время всего один раз. Поэтому даже процесс бурной релаксации (о котором говорится ниже) не успевает распространиться на все скопление. Тем более скопления не достигли равновесия в иррегулярном поле.

Что касается нерегулярных скоплений, то они, безусловно, еще не прорелаксировали к равновесному в регулярном поле состоянию, и для понимания их структуры необходимы расчеты эволюционных моделей. Представления о формировании скоплений и содержащихся в них галактик в настоящее время недостаточно отчетливы для того, чтобы строить хорошие эволюционные модели скоплений. По-видимому, следует ограничиться лишь оценкой роли различных процессов, сопровождающих релаксацию скопления.

До сих пор не выяснен вопрос о том, что возникло раньше — галактики, собиравшиеся затем в скопление, или протоскопление, в котором образовывались галактики. Не исключено, что однозначного ответа на этот вопрос

быть и не может, а допустимы различные "космогонические сценарии". В том случае, когда система уже сформировавшихся тел находится в неравновесном состоянии, крупномасштабное гравитационное поле, создаваемое ими, меняется со временем в результате движений, в свою очередь влияя на движения. Процесс установления равновесия в такой системе получил название "бурной релаксации" [293]. Суть его состоит в следующем. Изменение полной механической энергии (в расчете на единицу массы) ϵ

$$\epsilon = \frac{v^2}{2} - \varphi_g \quad (6.60)$$

описывается уравнением

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - \frac{\partial \varphi_g}{\partial t}, \quad (6.61)$$

из которого следует, что по порядку величины время релаксации

$$t_{\text{рел}} \approx \left\langle \frac{\left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)^2}{\epsilon^2} \right\rangle^{-1/2} \approx \left\langle \frac{\left(\frac{\partial \varphi_g}{\partial t} \right)^2}{\epsilon^2} \right\rangle^{-1/2} \quad (6.62)$$

При движениях в системе кинетическая энергия W переходит в потенциальную Φ и, наоборот, потенциальная в кинетическую. Согласно теореме о вириале

$$\frac{v^2}{2} \approx - \frac{\varphi_g}{4} \quad \text{и} \quad \epsilon \approx - \frac{3}{4} \varphi_g. \quad (6.63)$$

Отсюда получается оценка времени релаксации

$$t_{\text{рел}} \approx \left\langle \frac{\dot{\varphi}_g^2}{\varphi_g^2} \right\rangle^{-1/2}. \quad (6.64)$$

Характерное время изменения $\ln \varphi_g$ того же порядка, что и период колебания галактик в системе. Если отклонения от положения равновесия δR порядка R , то для всех положений внутри скопления изменения φ_g за период колебаний порядка φ_g . Таким образом

$$t_{\text{рел}} \approx \frac{1}{\nu_{\text{колеб}}} \approx t_{\text{пересеч}}, \quad (6.65)$$

причем $t_{\text{рел}}$ не зависит от массы скопления.

Релаксация не является полной — движения во внешних областях ($r > R_1$), где

$$R_1 = - \frac{10}{3} \frac{E}{GM_{\text{ск}}^2} \quad (6.66)$$

(E — полная энергия скопления), существенно не затрагивают общего потенциала скопления. Из общих соображений получено [293], что в результате бурной релаксации может установиться максвелловское распределение скоростей галактик, однако сегрегации по массам не происходит. Не исключено, что во время бурной релаксации галактики в результате взаимодействий теряют часть своей массы [294].

В дальнейшем процессе эволюции систем гравитирующих тел важную роль должно играть динамическое трение. Связанные с динамическим трением явления были рассмотрены в § 4. Здесь отметим лишь, что при значениях концентрации галактик N в центральных областях скопления порядка $3 \cdot 10^3 \text{ гал} \cdot \text{Мпк}^{-3}$ время релаксации для массивных галактик ($M_{\text{гал}} \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$) не превосходит хаббловского, тогда для галактик малой массы релаксация за это время не успевает произойти.

Сегрегация по массам в скоплениях должна происходить после бурной релаксации. Численный модельный расчет сегрегации был выполнен в [295]. Распределение масс в скоплении задавалось в двух формах:

$$a) N(m)dm = 5,08N_* m^{-5/4} e^{-m} dm, \quad (6.67)$$

где N_* — число "частиц" с $m > 1$ ("частицы" названы тяжелыми, если $1,0 < m < 2,5$, и легкими при $0,1 < m < 0,5$);

$$b) N(m)dm = [N_h \delta(m_h) + N_l \delta(m_l)] dm, \quad (6.68)$$

причем принимается, что концентрация частиц одного сорта равна N_h при $m_h = 1$ и N_l при $m_l = 0,1$.

Индикатором сегрегации служит отношение радиусов R_l и R_h двух сфер. В первой содержится половина всех легких частиц, а во второй — половина всех тяжелых. Взаимодействие рассчитывалось со смягченным потенциалом взаимодействия двух частиц вида

$$Gm_l m_j (r_{lj}^2 + c_l^2 + c_j^2)^{-1/2} \quad (c_l \sim m_l^{1/3}). \quad (6.69)$$

Расчеты показали, что отношение R_l к R_h изменяется со временем по закону

$$\frac{R_l}{R_h} (t') = A \left(1 + \frac{t'}{T_R} \right), \quad (6.70)$$

где T_R — характерное время релаксации, определяемое соотношением

$$T_R = F \frac{N_{\Sigma\Phi}}{26 \ln \tilde{\Lambda}} \frac{R_{1/2}}{\langle v^2 \rangle^{1/2}}, \quad (6.71)$$

$$R_{1/2} \approx 0,4 R_G, \quad F \approx 10, \quad N_{\Sigma\Phi} \approx 12,$$

R_G — гравитационный радиус и $\tilde{\Lambda}$ — отношение прицельных расстояний (§ 4). За время T_R легкие частицы удваивают начальный характеристический радиус R_l в вирализованном скоплении.

Как в рассмотренных, так и в других работах не учитывалось присутствие другой массы, кроме сосредоточенной в галактиках. Поскольку вириальный парадокс показывает, что потенциал, создаваемый этими массами, недостаточен для объяснения наблюдаемых движений, сейчас не приходится говорить о существовании реалистических теорий эволюции скоплений.

Что касается малых компактных групп галактик, то для них, по-видимому, вириальный парадокс или отсутствует, или выражен не сильно ($M/L \approx \approx 5 \div 30$) [296]. Группы устойчивы и при отсутствии "скрытой массы", если их размер достаточно мал ($R \lesssim 300 \text{ кпк}$). Но этот вывод не окончательный — Местная группа испытывает расширение. Нужно иметь в виду,

что на величине отношения M/L сильнее всего сказывается отбор членов группы. Одна галактика с аномально большой скоростью в немногочисленной группе может существенно изменить величину M/L .

Численный расчет эволюции групп малого размера ($R_{гр} \lesssim 20R_{гал}$) показал, что гиперболические столкновения приводят к сжатию группы как целого за время порядка $(10-30) t_{din}$, где $t_{din} \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$ — время свободно-

го падения [297]. Скорости в группах $v \lesssim 500$ км/с — меньше, чем в богатых скоплениях. Оценки масс групп других численных моделей, с точностью до множителя порядка единицы, совпадают с оценками по теореме вириала. Вириализация подтверждается тем, что время пересечения оказывается достаточно малым [298], хотя это условие и не является достаточным для выполнения теоремы о вириале.

Слабо связанные группы, возможно, находятся в процессе бурной релаксации и, следовательно, являются сравнительно молодыми образованиями [298].

§ 6. Сверхскопления галактик и наблюдаемая крупномасштабная структура Вселенной

До конца 70-х годов XX в. скопления галактик считались наиболее крупномасштабными элементами в рамках иерархической структуры Вселенной. Однако исследования последних лет отчетливо выявлена связь между отдельными скоплениями и выделены группы физически связанных скоплений — их называют сверхскоплениями.

Описание методов выделения сверхскоплений по наблюдаемому распределению галактик и свойств сверхскоплений содержится в [299]. Более новые данные о далеких сверхскоплениях приведены в [300], где содержится полная выборка для расстояний соответствующих $z < 0,08$. В каждое сверхскопление входит от 2 до 15 скоплений. Выборка исследовалась методом, аналогичным описанному в § 2, путем задания контраста плотности соотношением

$$n(r \leq r_m) \geq f n_0(R), \quad (6.72)$$

где $n_0(R)$ — средняя плотность скоплений во всем изучаемом объеме и n — плотность в сфере радиуса r_m :

$$n(r \leq r_m) = \frac{N(r_m)}{\frac{4}{3} \pi r_m^3}. \quad (6.73)$$

При возрастании f от 20 до 400 сверхскопления распадаются на дублеты и триплеты.

Оказалось, что более половины всех богатых скоплений входит в состав 16 сверхскоплений, занимающих около 1% всего изученного объема.

Средние характеристики сверхскоплений по приведенным в литературе [299] и [13] данным следующие: размеры находятся в интервале 10–100 Мпк, отношение малой полуоси и большой (в предположении об эллиптичности формы) составляет от 0,2 до 0,9, массы порядка $10^{16} M_\odot$ или

несколько больше. Дисперсии скоростей членов сверхскопления сравнительно невелики, $\sigma \approx (500-1000)$ км/с.

Некоторые из наиболее близких сверхскоплений: Местное сверхскопление — расстояние $r = 20$ Мпк; Гидра — Центавр — $r \approx 60$ Мпк; Персей — $r \approx 100$ Мпк, Сомы — $r \approx 140$ Мпк; Геркулес — $r \approx 200$ Мпк.

Время пересечения для большинства сверхскоплений значительно больше хаббловского, и они, естественно, не могут рассматриваться как динамически прорелаксировавшие системы. Что же касается гравитационного взаимодействия между членами сверхскопления, то, как следует из результатов работы [302], оно проявляется в том, что все скопления галактик имеют сплюснутую форму (сжатие в среднем составляет около 0,5) и большая ось скопления ориентирована по направлению к ближайшему соседнему скоплению, если расстояние до него не более 30–40 Мпк. Такая преимущественная ориентация имеет место и для большой оси наиболее яркой галактики (в частности, типа cD), которая обычно также имеет сплюснутую форму [303]. Особенно четко указанный эффект проявляется для сверхскопления в Персее, где большие оси в цепочке составляющих его богатых скоплений ориентированы приблизительно одинаково [304].

Как было показано на основании многочисленных определений лучевых скоростей галактик, во многих направлениях в пространстве имеется широкий интервал значений радиальной скорости ($\sim 10\,000$ км/с), которому не соответствуют никакие галактики. Это свидетельствует о существовании огромных "пустых областей" с характерными размерами ~ 100 Мпк, не содержащих светящегося вещества. Примеры пустых областей нескольких меньших размеров приведены в § 2.

В гл. I уже было отмечено, что по последним данным в ряде случаев соседние сверхскопления находятся в контакте и образуют сверхструктуру в виде волокон, ограничивающих ячейки. Более подробное изучение выборки скоплений галактик с применением кластерного анализа [248] дало возможность выделить четыре нити, или цепочки, в сверхскоплении Сомы. Типичная цепочка состоит из нескольких скоплений и имеет в длину около 80 Мпк. Анализ ближайших скоплений показал, что при достаточно больших значениях радиуса круга, содержащего ближайшую соседнюю галактику (§ 2), все они сливаются в одну большую систему — Местное сверхскопление.

Согласно оценкам [305] объем занятого в Местном скоплении галактиками пространства составляет несколько сотых всего объема изучаемой области. Средняя светимость в ней $1,34 \cdot 10^8 L_{\odot}/\text{Мпк}^3$, а в нитях — $3 \cdot 10^9 L_{\odot}/\text{Мпк}^3$. Аналогичные результаты получены для сверхскопления в Персее. Таким образом, плотность светимости в частях системы, занятых галактиками, превышает среднюю плотность в десятки раз, а в соответствующих "пустотах" — в сотни и тысячи раз. В остальном объеме, кроме нитей и скоплений, содержится несколько процентов галактик поля.

Общее исследование очень большого объема Метагалактики при посредстве кластерного анализа показало, что с возрастанием R структура переходит от скопления или группы к нити ("string"). Это значит, что по одной из осей система растет, а другая ось остается приблизительно постоянной.

При дальнейшем росте R обнаруживается система (сеть) нитей, и при некотором критическом значении R наибольшая система нитей достигает противоположной граничной поверхности выбранного изучаемого объема ("куба").

Таким образом, согласно [305], крупномасштабная структура Вселенной образуется богатыми скоплениями и волокнами (нитеями). Сверхскопления определяются как сеть волокон, содержащих одно или несколько богатых скоплений. Длина волокон составляет 10–100 Мпк. Характерный размер в перпендикулярном направлении порядка 1 Мпк, линейная плотность вещества галактик $\approx 10^{15} \text{ M}_\odot/\text{Мпк}$.

Соседние сверхскопления соединяются цепочками. Цепочки данного сверхскопления не расположены в одной плоскости. Богатые скопления располагаются или на концах цепочек или в местах их разветвления.

Между сверхскоплениями и цепочками находятся области пустого пространства ("voids"), по размерам сравнимые с цепочками (≈ 100 Мпк). Плотность галактик в пустотах на порядок ниже среднего значения или еще меньше. Области очень низкой концентрации галактик не изолированы, а сливаются друг с другом.

Корреляционный анализ [245] не дает возможности выявить волокнистую структуру в распределении скоплений, потому что функция $\xi(r)$ не очень чувствительна к структурным различиям.

ГАЗ В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК

Исследования последних лет показали, что скопление галактик представляет собой сложную эволюционирующую систему, в которой подсистема, состоящая из галактик, и подсистема межгалактического газа тесно связаны между собой. Обмен веществом и энергией между этими подсистемами играет определяющую роль в процессе динамической и энергетической эволюции скопления в целом. В данной главе рассмотрены различные виды взаимодействия газа и галактик в скоплениях. В § 1 описаны общие свойства межгалактической среды скоплений. Воздействие газа на находящуюся в скоплении галактику зависит от скорости ее движения. В § 2 исследуется действие межгалактической среды на быстро движущуюся галактику, а в следующем — взаимодействие газа с массивной галактикой, скорость которой мала. Действие различных факторов, способных обеспечить нагревание межгалактического газа до температур порядка 10^8 К, обсуждается в § 4. В последнем параграфе рассмотрены динамические модели, предлагавшиеся для описания состояния и эволюции межгалактического газа.

§ 1. Морфологические и физические особенности межгалактической диффузной среды в скоплениях

Отождествление наблюдавшихся протяженных источников рентгеновского излучения со скоплениями галактик не оставило места для сомнений в существовании в этих скоплениях разреженного горячего газа. Обширная информация о свойствах газа была получена из данных наблюдений с орбитальной обсерватории "Эйнштейн" в конце 70-х годов. Частичный обзор данных о рентгеновском излучении скоплений содержится в [306].

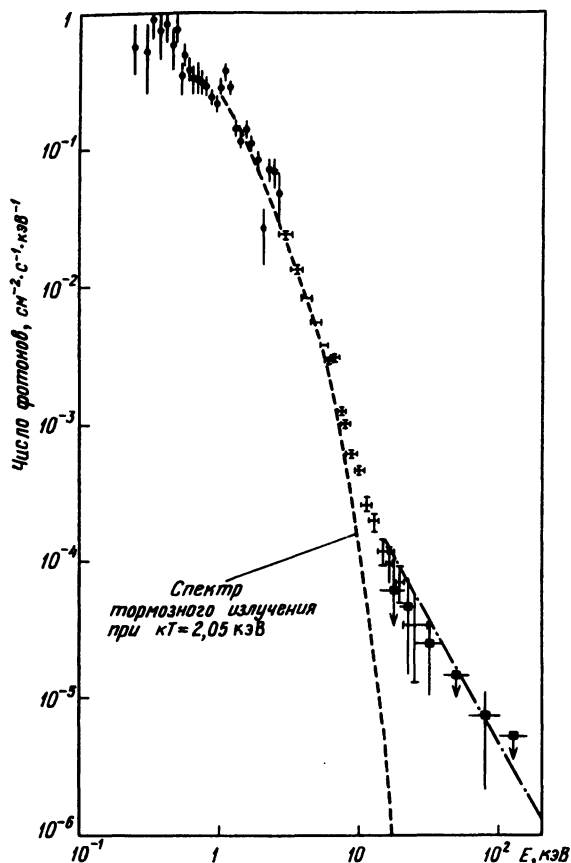
Из наблюдений более ста скоплений каталога Эйбелла в диапазоне 2 — 6 кэВ с максимальным разрешением $3''$ были установлены следующие свойства рентгеновского излучения скоплений.

1. Между потоком излучения в рентгеновской и оптической областях существует зависимость

$$\lg F(L) = (67,1 \pm 1,37) - (1,68 \pm 0,31) \lg L_x. \quad (7.1)$$

Величина L_x находится в интервале $10^{42} \leq L_x \leq 2,5 \cdot 10^{45}$ эрг/с.

2. Распределение поверхностной яркости в рентгеновском диапазоне по скоплению в разных случаях бывает различным. Можно выделить три основных вида распределения:



Р и с. 23. Распределение энергии в спектре рентгеновского излучения скопления (по [307])

- а) нерегулярное, со значительными флуктуациями;
- б) равномерно спадающее к периферии;
- в) со значительным пиком в центре.

Последний тип особенно характерен для скоплений, содержащих в центре СД-галактику.

Форма распределения энергии в спектре — экспоненциальное уменьшение потока с возрастанием частоты — и другие особенности излучения дают достаточные основания для того, чтобы считать наблюдаемое рентгеновское излучение скоплений в подавляющей доле тепловым (рис. 23) [307]. Оно возникает при свободно-свободных переходах в газе и называется тормозным излучением. Коэффициент излучения ϵ_ν в водородной плазме (см., например, [61]) определяется выражением

$$\epsilon_\nu = n_e n^+ \frac{2^5 \pi^2}{(6\pi)^{3/2}} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{kT} \right)^{3/2} g_\nu e^{-h\nu/kT}, \quad (7.2)$$

а коэффициент поглощения

$$\alpha_\nu = n_e n^+ \frac{2^4 \pi^2 e^6 k T}{3 \sqrt{3} \operatorname{ch}(2 \pi k T)^{3/2}} \frac{1}{\nu^3} g_\nu. \quad (7.3)$$

В (7.2) и (7.3) все обозначения общепринятые, а g_ν — фактор Гаунта.

По величине потока излучения в рентгеновском диапазоне E_x при известных плотности ρ и считаемой постоянной температуре T газа оценивалась масса газа в скоплении (в предположении, что основным по содержанию элементом является водород). Величина

$$E_x = \int_{V_{\text{ск}}} dV \int_{\Delta \nu} \epsilon_\nu d\nu \approx K \langle n_e \rangle T^{1/2} \frac{M}{m_H}. \quad (7.4)$$

Значение T определяется по крутизне наблюдаемого непрерывного спектра (зависимости ϵ_ν от ν , даваемой формулой (7.2)). Масса излучающего горячего газа, найденная при посредстве (7.4) для нескольких скоплений, приводится в табл. 7.1 [308].

В таблице приведено также значение динамической (вириальной) массы. Из приведенных данных видно, что $M_{\text{газ}} = (0,1 - 0,15) M_{\text{ск.дин.}}$. Поскольку масса, заключенная в галактиках, в десятки раз меньше вириальной, то масса горячего межгалактического газа оказывается значительно превосходящей массу, содержащуюся в звездной компоненте галактик.

Величина рентгеновской светимости коррелирует с различными характеристиками скоплений, в частности с богатством, значением дисперсии скоростей σ , значением центральной плотности ρ_c и другими. Излучение от богатых скоплений, как правило, более интенсивно. Так как величины $R_{\text{ск.}}$, σ , ρ_c связаны между собой, большинство указанных корреляций является следствием одной из них.

В результате обработки наблюдений скоплений в рентгеновском диапазоне были выделены четыре вида скоплений, различающиеся по морфологии излучающего газа и по совокупности других признаков [306].

Тип I. Скопления с доминирующей галактикой, являющейся источником рентгеновского излучения (XD).

Радиус ядра $R_{\text{яд}} \lesssim 300$ кпк.

Подтип I^a. Эмиссия в рентгеновском диапазоне сосредоточена главным образом вблизи XD. Температура газа $T = 2,4 \pm 0,8$ кэВ.

Дисперсия скоростей мала $\left(478 \begin{smallmatrix} +183 \\ -110 \end{smallmatrix} \text{ км/с} \right)$.

Типичное скопление — A 262.

Т а б л и ц а 7.1

Масса газа в скоплениях

Характеристика	Номер скопления			
	A 85	A 1795	A 2255	A 2256
$10^{-13} M_{\text{газ}}/M_\odot$	3,4	3,6	3,5	4,1
$10^{-14} M_{\text{ск.дин.}}/M_\odot$	2,0	2,3	3,3	6,3
T (кэВ)	$6,8 \pm 0,5$	$5,8 \pm 1,0$	3,8	$7,0 \pm 1,0$

- Подтип I^б. Плавное распределение эмиссии по области, центрирующей-ся на XD (пик в центре). Температура газа $T = 6,8 \pm 0,5$ кэВ. Типичное скопление A 85.
- Тип II. Скопления без доминирующей галактики. Радиус ядра — 400 — 800 кпк.
- Подтип II^а. Клочковатое распределение эмиссии — вокруг галактик. Температура газа $T = 2,8 \pm 1,0$ кэВ. Дисперсия скоростей мала (694 ± 75 км/с). Типичное скопление A 1367.
- Подтип II^б. Сглаженное сферическое ("изометрическое") распределение эмиссии по скоплению. Температура газа $T = 7,0 \pm 1,0$ кэВ. Дисперсия скоростей велика (1274 ± 250 км/с). Типичное скопление A 2256.

Таким образом, в скоплениях с регулярной структурой, — как правило, они относятся к богатым и считаются прорелаксировавшими к стационарному в регулярном поле состоянию — температура газа в 2,5 — 3 раза выше, чем в более бедных и непрорелаксировавших скоплениях.

Далеко не все скопления удастся с определенностью отнести к той или иной из перечисленных групп (в особенности слабые скопления). По-видимому, к каждому из указанных выше типов скоплений I и II принадлежит приблизительно равное количество объектов.

Существует зависимость между температурой газа в скоплениях и составом скоплений по типам галактик. В скоплениях с малой величиной T (подтипы I^а и II^а) содержится 45 и 40% спиральных галактик соответственно, в скоплениях подтипа I^б их не более 22%, а подтипа II^б — еще меньше. Наиболее распространенное объяснение указанной зависимости — "обдирание" спиральных ветвей при движении галактик через горячий межгалактический газ — рассмотрено в § 2.

Разрешающая способность использовавшихся до середины 80-х годов рентгеновских телескопов недостаточна для того, чтобы выявлять детали пространственной структуры горячего газа в скоплениях. На расстоянии 20 Мпк угол в 1" соответствует длине ~ 100 пк, так что практически можно выделять лишь образования с характерными размерами 1 кпк или больше. Тем не менее для некоторых ближайших скоплений, из которых подробнее всего изучено A 1367, удалось выяснить, что содержащиеся в них гигантские галактики, погружены в гало, состоящие из горячего газа [309]. Мощность рентгеновского излучения отдельного гало равна $10^{40} - 10^{41}$ эрг/с, средняя концентрация атомов в них $n_h = 1,2 \cdot 10^{-2}$ см⁻³ и $T \approx 1,2 \cdot 10^7$ К. Суммарное излучение от всех гало в скоплении A 1367 составляет около 6% общего, излучения скопления. Остальное излучение диффузное — оно распределено по скоплению, причем температура излучающего газа $T \approx 3 \cdot 10^7$ К, а его концентрация меняется от $7 \cdot 10^{-4}$ см⁻³ в ядре до $2 \cdot 10^{-5}$ см⁻³ на периферии. Общая масса межгалактического газа в ядре этого скопления $\sim 10^{13}$ М_☉, и масса газа в отдельном гало $\sim 2 \cdot 10^{10}$ М_☉.

Флуктуации излучения рассмотренного типа легче выделяются в скоплениях малой рентгеновской светимости. Если же светимость высока, как, например, в скоплении Coma, то с имеющейся техникой выделить из-

лучение от отдельных галактик той же мощности, что и в случае A 1367, затруднительно.

Встречаются скопления, в которых распределение рентгеновского излучения по объему сравнительно гладкое, но имеются два максимума [310], из которых один обладает очень крутым спектром. Возможно, что эти скопления (в частности, A 566) возникли в результате слияния двух групп галактик. Скопления, состоящие из нескольких компонент, — явление не очень редкое [311, 312].

Очень важной особенностью межгалактического газа скоплений является высокое содержание в нем тяжелых элементов — O, S, Si, Fe [313]. Особенно обогащен газ ионами железа. Линии Fe^{25+} и Fe^{24+} (с энергией 6,9 и 6,4 кэВ соответственно) наблюдались в рентгеновском спектре у ряда скоплений. Распределение по скоплению в общем соответствует распределению горячего газа и при $M_{\text{газа}} \approx (5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{14}) M_{\odot}$, содержание железа в скоплении $M_{\text{Fe ск}} \approx (10^{11} - 10^{12}) M_{\odot}$, так что отношение Fe/H в скоплениях составляет около $\frac{1}{2} (\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$ [314].

По современным представлениям нуклеосинтез таких тяжелых элементов, как Ni и Fe, возможен только в сверхновых звездах, и поэтому обогащение межгалактического газа тяжелыми элементами могло происходить только путем попадания межзвездной среды галактик, содержащей эти элементы, в межгалактическое пространство. Число вспышек сверхновых, необходимых для создания наблюдаемого количества Fe, определяется соотношением [315]

$$N_{\text{всп}} = \frac{M_{\text{Fe ск}}}{M_{\text{Fe SN}}}, \quad (7.5)$$

где $M_{\text{Fe SN}}$ — масса железа, попадающая в межзвездную среду при вспышке сверхновой.

В [316] высказывается альтернативное предположение о том, что тяжелые элементы, находящиеся в межгалактической среде, образовались в активных галактиках. Для выяснения того, в какой мере в активных галактиках возможен нуклеосинтез тяжелых элементов, необходимы более полные сведения о явлении активности ядер, чем имеющиеся теперь.

Межзвездный газ, попадающий в межгалактическое пространство, будет прогреваться находящимся там горячим газом, и степень ионизации Fe в нем должна возрастать. Кинетика ионизации Fe и других тяжелых элементов при столкновениях с электронами рассчитывалась путем решения следующей системы уравнений [317]:

$$\begin{aligned} \frac{dn_k}{d\tau} &= C_{k+1} n_{k+1} - (C_k + B_k) n_k + B_{k-1} n_{k-1}, \quad k = 2 \dots N, \\ \frac{dn_1}{d\tau} &= C_2 n_2 - B_1 n_1, \quad \frac{dn_{N+1}}{d\tau} = B_N n_N - C_{N+1} n_{N+1}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Здесь C_k — коэффициент рекомбинации для $k - 1$ раз ионизованного атома, B_k — коэффициент ионизации его электронным ударом, n_k — концентрация таких атомов, $\tau = n_e t$, где n_e — электронная концентрация, принимаемая постоянной, и N — атомный номер элемента.

Таблица 7.2

Значения величины $-\lg n_k$ для ионов железа

τ , лет $\cdot$ см $^{-1}$	10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	$5 \cdot 10^4$
Fe^{23+}	1,97	0,76	1,26	1,57
Fe^{24+}	2,89	0,14	0,16	0,44
Fe^{25+}	—	1,12	0,62	0,38
Fe^{26+}	—	2,65	1,69	0,73

Вычисления проводились почти для всех элементов, представляющих астрофизический интерес, при значениях электронной температуры T от $5 \cdot 10^6$ до $5 \cdot 10^8$ К и в предположении, что в начальный момент все атомы находятся в нейтральном состоянии:

$$n_1(0) = 1, \quad n_k(0) = 0, \quad k = 2, \dots, N + 1.$$

В качестве примера можно привести табл. 7.2, содержащую значения логарифма относительной концентрации различных ионов железа ($-\lg n_k$) в зависимости от величины τ .

В каждый момент содержание ионов данного элемента отличается от равновесного. При одной и той же температуре одновременно существует значительное число ионов, соответствующих различным состояниям ионизации.

Величиной τ характеризуется время установления ионизационного равновесия (когда относительная концентрация данного иона отличается от асимптотической не более чем на 10%). Время установления равновесия в центральных областях скоплений порядка 10^8 лет, а на периферии может превышать 10^9 лет. При движении теряющей газ галактики через скопление за ней должен тянуться "хвост" длиной в сотни килопарсек — область, в которой нет ионизационного равновесия Fe. При достаточно высоком пространственном разрешении такие "хвосты" могут быть наблюдаемы.

Что касается групп галактик, то даже если в них и присутствует горячий межгалактический газ, вследствие малого объема, занимаемого группой, его недостаточно для того, чтобы создаваемое газом излучение могло быть обнаружено современными средствами наблюдения. Холодный газ в виде массивных облаков HI в близких группах галактик иногда обнаруживается [318]. Массы облаков $M_H \gtrsim 10^8 M_\odot$. В частности, из массивных облаков состоит Магелланов Поток — перемычка между Магеллановыми Облаками и Галактикой. В группе Скульптора есть облака размерами 20 — 25 кпк с концентрацией атомов в них $n \approx 10^{-3}$ см $^{-3}$. Возможно, что облака попадают в межгалактическое пространство в результате приливных взаимодействий.

Самое массивное из известных облаков HI, обнаруженное по наблюдениям в линии $\lambda = 21$ см, находится в группе M96. Размеры его не менее 100×30 кпк, масса водорода в нем $M_{HI} \gtrsim 10^9 M_\odot$ и концентрация атомов $n \approx 4 \cdot 10^{-4} h_{50} \text{ см}^{-3}$ [319]. Лучевая скорость 960 км/с соответствует скорости в центральной области группы.

Много усилий потрачено на поиски нейтрального водорода в межгалактическом пространстве скоплений. Верхняя граница для числа N изолированных облаков с массами $M_{\text{обл}} > 10^8 M_{\odot}$ составляет $N_s = 0,03 \text{ Мпк}^{-3}$ [320]. Вообще, вопрос о формах существования холодных облаков в окружении горячего газа выяснен недостаточно. Возможно как испарение облака при достаточно малой массе, так и возрастание массы вследствие присоединения к нему охлаждающегося газа. Время охлаждения t_{cool} (высвечивания) газа в результате тормозного излучения

$$t_{\text{cool}} = 9 \cdot 10^7 T_e^{1/2} n_e^{-1} \text{ лет}, \quad (7.7)$$

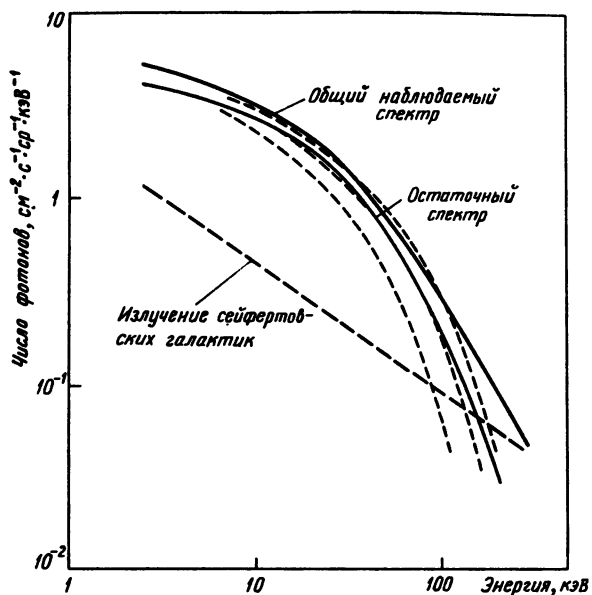
и для условий, существующих во внешних областях скоплений, может превосходить хаббловское. Если же происходит уплотнение газа и n_e возрастает на 2 — 3 порядка, то газ охладится за $\sim 10^8$ лет. Так может быть при падении горячего газа в потенциальную яму, образуемую массивным облаком. Задача о распространении волны охлаждения, возникающей при указанном процессе, была рассмотрена в [200] (без учета кривизны границы облака).

Исследование спектров поглощения квазаров дало свидетельство существования больших количеств "теплого газа" на пути от квазара к галактике. Облака газа с различными значениями z образуют "лес" линий поглощения L_{α} , и по этим линиям были оценены некоторые из характеристик облаков [321]. Температура в облаках, находящихся сравнительно близко от квазара и нагреваемых его излучением,

$$3 \cdot 10^4 < T < 9 \cdot 10^4 \text{ К},$$

хотя, судя по малой ширине линий, температура некоторых из облаков ниже 10^4 К . В облаках $n_H < 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, и относительное содержание тяжелых элементов Z должно быть значительно меньше среднего. Поглощение излучения квазаров может происходить не в изолированных облаках, а в "клочковатых" гало галактик [322], и приведенные в [321] оценки T и n не обязательно должны относиться к изолированным облакам [323].

Неоднократно высказывалось предположение о том, что в межгалактической среде скоплений могут присутствовать пылевые частицы (см., например, [324]). Основанием для такого предположения служат наблюдаемое покраснение галактик в далеких скоплениях и слабое диффузное излучение от скоплений. Оба эти эффекта могут возникать вследствие рассеяния излучения на пылевых частицах [324], хотя допустимы и другие их объяснения (см. гл. VI, § 1). При наличии примеси пыли в нагретом межгалактическом газе должно наблюдаться инфракрасное излучение скоплений. В работе [325] произведены оценки потока инфракрасного излучения от скоплений Coma и Perseus в области длин волн 50 — 300 мкм. При этом, в отличие от предшествующих работ, предполагавших, что пыль однородно распределена по скоплению, концентрация пыли принималась соответствующей видимому распределению галактик. Полные потоки от указанных скоплений, согласно [325], должны составлять 10^5 — 10^6 Ян при максимуме интенсивности вблизи 100 мкм и 50 — 70 мкм соответственно. В [325] было оценено время жизни пылинок в скоплениях. Оно составляет 10^7 — 10^8 лет, а температура пылевых частиц — несколько десятков кельвинов.



Р и с. 24. Спектр фонового диффузного излучения (по [NG])

Инфракрасное излучение скоплений, если оно будет обнаружено, может быть приписано также процессу обратного комптоновского рассеяния фонового (реликтового) длинноволнового излучения на электронах, содержащихся в горячем газе (эффект Сюняева — Зельдовича [326]). Основанием для того, чтобы отличить излучение, создаваемое в результате этого эффекта, от излучения пыли может служить распределение энергии в спектре, которое для обоих механизмов не является одинаковым.

Наблюдаемое излучение от скоплений в радиодиапазоне в большинстве случаев связано с дискретными источниками — радиогалактиками. Согласно [327], по числу таких источников скопления не одинаковы, но в среднем приходится по 1,3 радиогалактики на одно скопление.

Радиоизлучение в длинноволновой области спектра ($\nu = 102,5$ МГц) от тех скоплений, которые одновременно наблюдаются как рентгеновские источники, в среднем в 4,5 раза более мощное, чем у обычных, не рентгеновских скоплений [328]. Возможно, что в этом сказывается влияние горячего газа на эволюцию радиоисточников. Корреляции между величиной спектрального индекса α (формула (1.15)) и мощностью излучения не обнаружено.

Скопления, у которых обнаружено наличие очень протяженной области радиоизлучения — радиогало, составляют около 1/6 всех исследованных богатых скоплений [329]. Они, вместе с тем, относятся к сильнейшим из источников рентгеновского излучения, причем протяженность области этого излучения у них в среднем вдвое больше, чем у остальных скоплений. Скопления, обладающие радиогало, компактны и содержат мало спиральных галактик. Однако у скопления А 1367, сильно отличающегося по своей морфологии от остальных, также имеется радиогало.

Диффузное радиоизлучение скоплений следует считать обусловленным синхротронным механизмом, и значит, в межгалактическом пространстве скоплений должно существовать магнитное поле. Поскольку фарадеевского вращения плоскости поляризации не наблюдается, поле является хаотичным. Оценки поля дают величину $10^{-8} - 10^{-9}$ Э, а запутывание поле приписывают турбулентности межгалактического газа, созданной движением галактик и образованием турбулентных следов [330]. Было высказано предположение, что в турбулентных следах происходит и ускорение частиц до релятивистских энергий [330]. Вопрос о возможности турбулизации межгалактического газа в скоплениях рассматривается в § 2. Что касается возможных способов происхождения релятивистских частиц в скоплениях, то о них будет сказано в § 4.

В заключение этого параграфа остановимся на вопросе о происхождении фонового диффузного излучения в области 3 — 300 кэВ, спектр которого представлен на рис. 24. Оценки вклада источников известной природы (сейфертовских галактик, квазаров) в это излучение показали, что большая часть его при энергиях 10 — 100 кэВ должна принадлежать неизвестному источнику. Было высказано предположение [299] о существовании между скоплениями в очень больших объемах газа с современной (при $z = 0$) концентрацией $n \approx 10^{-7}$ см $^{-3}$ и температурой $T \approx 8$ кэВ, обуславливающего основную часть наблюдаемого фонового излучения.

§ 2. Взаимодействие межгалактического газа в скоплениях с движущимися галактиками

Скорости движения галактик в скоплениях обычно составляют несколько сотен километров в секунду. Величина адиабатической скорости звука в горячем газе скопления

$$c = \sqrt{\gamma \frac{R^*}{\mu} T} \quad (7.8)$$

порядка тысячи километров в секунду в центральных областях скоплений и несколько сотен километров в секунду на периферии. Таким образом, для большинства галактик скопления число Маха близко к единице, и при их движениях в горячем газе не должны возникать сильные ударные волны.

Длина свободного пробега l частиц в межгалактической среде, определяемая соотношением

$$l \approx 4,5 \cdot 10^5 \frac{T^2}{n \ln \Lambda} \text{ см}, \quad (7.9)$$

очень велика, и поэтому отношение l к характерному размеру системы, называемое числом Кнудсена,

$$\text{Kn} = \frac{l}{d}, \quad (7.10)$$

оказывается порядка единицы [331]. Применение обычных газодинамических методов допустимо при $\text{Kn} \ll 1$. В тех случаях, когда $\text{Kn} \gtrsim 1$ следует использовать теорию разреженных газов. При движении галактики, размер которой L , в газе характер течения вблизи нее зависит от величины числа

K_n , определяемого по (7.10) при $d = L$. Если $L \gtrsim 10$ кпк в богатом скоплении, то $K_n \gtrsim 1$ как во внутренних, так и во внешних областях скопления. В тех случаях, когда в газе имеется достаточно сильное магнитное поле, величина l может стать существенно меньшей, чем получаемая по (7.9), и соответственно уменьшается число Кнудсена.

В силу очень высокой температуры межгалактического газа число Рейнольдса при движении галактики размера L , равное

$$R_\infty = \frac{Lv}{\nu} \approx 5 \cdot 10^{14} \frac{\rho Lv}{T^{5/2}},$$

оказывается порядка единицы. Поэтому движение галактик не должно вызывать турбулентности газа с основным масштабом L или большим. Мелкомасштабная турбулентность может быть, если в межгалактическую среду попадает уже находящийся в турбулентном состоянии газ из галактик.

Одним из наиболее часто рассматривавшихся процессов является выметание газа из движущейся галактики динамическим давлением межгалактической среды. Впервые эффективность этого процесса для спиральных галактик была оценена в работе [332]. В диске спиральной галактики при условии, что общая поверхностная плотность $\tilde{\sigma}_s \gg \tilde{\sigma}_g$ ($\tilde{\sigma}_g$ — плотность, создаваемая межзвездным газом), максимум силовой функции, определяемой по (3.19), приходится на точки, смещенные от плоскости симметрии несколько больше, чем на половину толщины диска. Сила тяготения на газ в них равна $2\pi G \tilde{\sigma}_s \tilde{\sigma}_g$, а лобовое давление при движении со скоростью v в направлении, перпендикулярном плоскости диска, равно $\rho_{cl} \cdot v^2$ (ρ_{cl} — плотность газа в скоплении). Межзвездный газ будет выметаться при $r > r_0$, где r_0 находится из условия

$$\rho_{cl} v^2 = 2\pi G \tilde{\sigma}_s \tilde{\sigma}_g \quad (7.11)$$

с характерными значениями $\tilde{\sigma}_s = 0,06 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, $\tilde{\sigma}_g = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ и $(\rho_{cl} v^2)_{\text{крит}} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$. Для галактик типа Е условие выметания газа под действием динамического давления отличается от (7.11) [333]. В случае сферической галактики был выполнен численный расчет скорости выметания газа и показано, что за время пересечения ею скопления 80 — 90% газа может быть потеряно [334]. Возможно, что выметанием газа объясняется отсутствие его в центральных частях эллиптических галактик, содержащихся в скоплениях, тогда как у галактик, находящихся вне скоплений, он встречается довольно часто (гл. IV, § 4).

При газодинамическом расчете выдувания газа из спиральной галактики [335] предполагалось, что вектор скорости ее движения параллелен угловой скорости вращения. Решалась полная система уравнений газодинамики

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) \bar{v} &= - \frac{\nabla p}{\rho} - \nabla \varphi_g, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) \epsilon &= - \frac{p}{\rho} \nabla v, \end{aligned} \quad (7.12)$$

где ϵ — величина удельной внутренней энергии. Учитывалось действие вращения галактики. Для газа внутри галактики использовалось условие равновесия — центробежная сила уравнивается тяготением. В выметенном газе предполагалось сохранение углового момента.

Из расчетов было установлено, что процесс выметания газа из спиральной галактики сильно отличается от выметания из сферической. Внутренняя область, содержащая около $2/3$ начальной массы газа, остается практически не затронутой выметанием. Перед летящей галактикой находится стоячая ударная волна. Встречая эту волну, межгалактический газ отклоняется и поэтому не действует на внутреннюю область, радиус которой составляет более половины начального радиуса газового диска. Если электронная концентрация в межгалактическом газе велика ($n_e \geq 10^{-2} \text{ см}^{-3}$) или масса галактики достаточно мала ($M_{\text{гал}} \lesssim 10^{10} M_\odot$), то из диска выметается весь газ. Во всех случаях — при температурах межгалактического газа $10^6 \leq T \leq 10^8 \text{ К}$ и электронной концентрации $n_e = 10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ — время выметания составляет менее 10^8 лет. При столь высоком темпе выдувания газа из галактики уменьшение массы межзвездного газа не компенсируется притоком его от звезд.

К интересным результатам привел расчет выметания облаков межзвездного газа из спиральной галактики [336]. Длина свободного пробега протонов в межгалактической среде превосходит размеры облаков, и это дает основания принять, что при движении галактики облака подвергаются действию корпускулярного потока. Частицы потока застревают в облаках, увеличивая их массу. Характерное время выметания газа — менее 10^8 лет [336] — сравнимо с временем жизни облаков, и поэтому процесс выметания облаков можно рассматривать, не учитывая их разрушения или возникновения.

Уравнение движения Γ облака имеет вид

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = -\nabla \varphi_g + \left(\bar{u} - \frac{d\bar{r}}{dt} \right) \frac{d \ln m}{dt}, \quad (7.13)$$

где $\bar{u}$ и m — скорость и масса облака соответственно и $\bar{r}$ — радиус-вектор его центра инерции. Скорость изменения массы dm/dt определяется уравнением

$$\frac{dm}{dt} = S \rho_{\text{cl}} \left[\bar{u} - \frac{d\bar{r}}{dt} \right], \quad (7.14)$$

где S — сечение облака и ρ_{cl} — плотность межгалактической среды. При решении системы предполагается, что $S = \text{const}$. Галактика считается вращающейся, и поэтому начальные условия задачи приняты в следующем виде:

$$t = 0; \quad \bar{r} = \bar{r}_0; \quad \frac{d\bar{r}}{dt} = [\bar{\omega}_0; \bar{r}_0]; \quad m = m_0. \quad (7.15)$$

Здесь ω_0 — угловая скорость движения по круговой орбите

$$\omega_0 = \left[\frac{1}{r_0} \frac{d\varphi_g}{dr} \bigg|_{r=r_0} \right]^{1/2}. \quad (7.16)$$

В цилиндрической системе координат $(\tilde{r}; \varphi; z)$ с осью Oz , проходящей через центр диска в направлении вектора угловой скорости, в [336] выведено уравнение

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = -\frac{d\tilde{\varphi}_g}{dz} + \mu_0^{-1/3} \left[U - \frac{dz}{d\tau} \right], \quad (7.17)$$

из которого получается оценка $\tilde{r}_c$ — "радиуса выметания". Облако, находящееся на расстояний $\tilde{r} > \tilde{r}_c$, выметается, а при $\tilde{r} < \tilde{r}_c$ оно остается связанным с галактикой. Входящие в (7.17) величины τ и μ выражаются через массу диска M_d , его характерный размер R_d и среднюю поверхностную плотность облака $\sigma_{обл}$:

$$\tau = t \sqrt{\frac{GM_d}{R_d^3}}, \quad \mu = \left(\frac{\sigma_{обл}}{R_d \rho_{cl}} \right)^3, \quad (7.18)$$

а U и $\tilde{\varphi}_g$ — безразмерные скорость и потенциал соответственно. Когда диск движется плашмя, т.е. векторы $\vec{\omega}$ и $\vec{u}$ совпадают, то $\tilde{r}_c$ близко к корню уравнения

$$\mu_0^{-1/3} U^2 = \max_z \left| \frac{d\tilde{\varphi}_g(\tilde{r}; z)}{dz} \right|. \quad (7.19)$$

Выражение (7.13) в размерных величинах может быть записано в виде

$$\rho_{cl} U^2 = \tilde{\sigma}_{обл} \frac{GM_d}{R_d^2} \max \left| \frac{d\tilde{\varphi}_g(\tilde{r}; z)}{dz} \right| \quad (7.20)$$

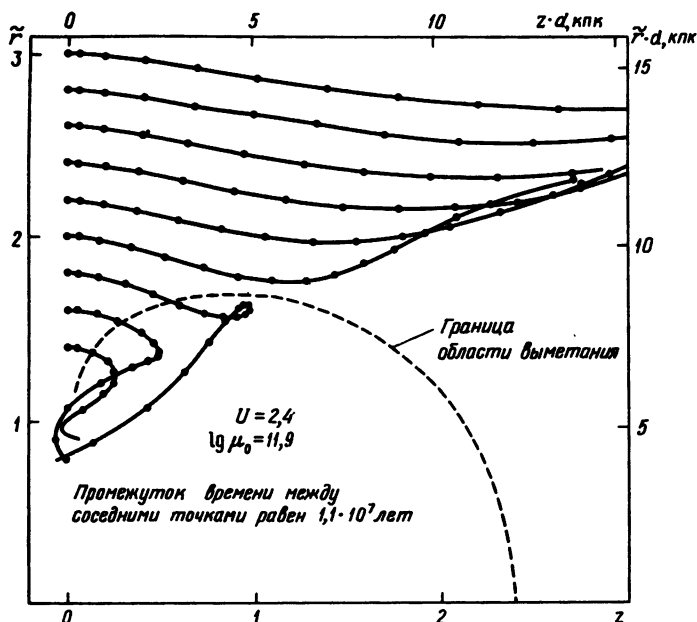
и является обобщением условия (7.11), которое получается из (7.20) в случае бесконечного плоскопараллельного диска с плотностью $\tilde{\sigma}_s$.

Система уравнений (7.13), (7.14), записанных для безразмерных переменных U, μ, τ и $\bar{R} = \frac{\tilde{r}}{R_d}$, решалась численно при выражении потенциала

для трехкомпонентной спиральной галактики (ядро + диск + гало), предложенном в [337]. Рассчитанные траектории выметенных облаков для галактики, движущейся плашмя, представлены на рис. 25. Они очень близки к соответствующим кривым, полученным в [335], так же как и величина $\tilde{r}_c$. Выметание становится менее эффективным при уплощении галактики, т.е. в галактиках с большей концентрацией массы к плоскости симметрии диска, и более эффективно для галактик, близких к сферическим.

В отличие от [335] в работе [336] выяснено, как зависит эффективность выметания от угла i между направлением скорости галактики и осью вращения. Результат вычислений оказался неожиданным: наиболее сильно газ выметается не при $i = 0$, а при $i \approx 45^\circ$, если масса не очень сильно концентрируется к плоскости симметрии. При высокой степени концентрации массы к этой плоскости эффективнее всего газ выметается, если галактика движется ребром. Величина $\tilde{r}_c$ в этом случае определяется из условия

$$\tilde{r}_c \leq \frac{\tilde{\sigma}_0 v_{вп}^2}{\rho_{cl} u^2}, \quad (7.21)$$



Р и с. 25. Траектории облаков, выметаемых из галактики (по [336])

где $v_{\text{вр}}$ — скорость кругового движения облака в галактическом диске. Для оценки времени ухода облаков из галактики получается выражение

$$t_{sw} \lesssim \frac{\tilde{\sigma}_0}{2\rho_{cl}u}, \quad (7.22)$$

которое приводит к значениям t_{sw} около 10^8 лет.

Рассмотренному процессу выметания газа из спиральных галактик "обдиранию" — в ряде работ приписывается важное космогоническое значение. Предполагается, что оно привело к наблюдаемому дефициту спиральных галактик в богатых скоплениях. С процессом выметания газа из спиральных галактик связывалось также образование галактик типа S0. Последнее предположение представляется неправдоподобным в свете статистических данных [338].

Доля галактик типа Sa одинакова во всех скоплениях независимо от их компактности, тогда как галактик типа Sc, на которых выметание должно сказываться слабее, в компактных скоплениях относительно меньше. Об отсутствии прямой связи отношения числа галактик по типам S : S0 : E с "обдиранием" свидетельствует и тот факт, что указанное отношение, зависит главным образом, от локальной плотности галактик, а не от глобальных свойств скопления [339]. Таким образом, целиком приписывать происхождение галактик типа S0 процессу обдирания, по-видимому, не следует. Возможно, что существует два вида галактик S0, различающиеся по способу образования [339].

Для выяснения вопроса о роли выметания газа из галактик типа S в современную эпоху производились определения содержания нейтрального

водорода в галактиках в зависимости от их положения в скоплениях [340], [341]. Так, в скоплении Девы эффективный размер области HI по отношению к $2R_H$ (R_H — холмберговский радиус) для 19 галактик вблизи центра скопления $\frac{d_{HI}}{2R_H} = 1,10$ — вдвое меньше, чем для галактик, находящихся на периферии скопления [341]. Линейный размер области HI коррелирует с массой водорода в галактике. Есть данные, показывающие, что содержание водорода в спиральных ветвях галактик богатых скоплений меньше, чем в спиральных галактиках поля, — много "анемичных" спиралей [1]. Эти и некоторые другие факты дают основание считать, что выметание межзвездного газа из периферийных областей спиральных галактик в скоплениях имеет место, и, может быть, этим эффектом частично объясняется дефицит спиральных галактик в регулярных скоплениях.

§ 3. Взаимодействие межгалактической среды с массивными галактиками скоплений

Скорость движения массивной галактики мала по сравнению со звуковой скоростью, и при исследовании взаимодействия с газом такую галактику, относящуюся к типу D или cD, допустимо считать неподвижной. Массивной галактикой создается глубокая потенциальная яма (см., например, [342]), и поэтому основным в данном случае является гравитационное взаимодействие галактики с окружающей ее средой, а не динамическое, как для быстро движущихся галактик. Кроме того, существенную роль во взаимодействии может играть теплообмен между газом, находящимся внутри галактики и вне ее.

Рентгеновское излучение в областях вокруг cD-галактик максимально. Это показано в ряде работ. Так, например, в скоплении A 2241 cD-галактика является мощным источником рентгеновского излучения [343], тогда как рентгеновская светимость соседнего с ней скопления 2241 W в 200 раз меньше. Исследование выборки, содержащей 81 cD-галактику в скоплениях и 23 cD-галактики в группах, продемонстрировало корреляцию между оптической светимостью, потоком радиоизлучения (в частоте 1,4 ГГц) и рентгеновским излучением (в области 0,5 — 3,0 кэВ) [344]. Этот факт истолковывается как свидетельство того, что происходит аккреция межгалактического газа на cD-галактики.

В бедных скоплениях центральные галактики относятся к типу D, а не cD — у них нет протяженных оптических гало. В отношении рентгеновского излучения они похожи на галактики cD богатых скоплений [345]. Количество гравитационно связанного и излучающего в рентгеновском диапазоне газа в области $0,5 h_{50}^{-1}$ Мпк вокруг центральной галактики скопления порядка $10^{13} M_{\odot} h_{50}^{-1}$.

Галактики M 87 (в скоплении Девы) и NGC 1275 (в скоплении Персея) изучены лучше других, и их наблюдения способствовали выяснению характера взаимодействия галактик с окружающим газом. Очень важное значение для процесса взаимодействия имеет зависимость времени охлаждения газа от его плотности (формула (7.7)). При втекании газа в cD-галактику его плотность увеличивается и вследствие этого охлаждение ускоряется. Возникает так называемое "охлаждающее течение" ("cooling flow"), или

аккреционный поток. Систему можно считать находящейся в квазистатическом равновесии, если скорость стока массы в центре равна скорости притока ее извне. Масса, теряемая галактиками, стекает в потенциальную яму в центре скопления. За счет потенциальной энергии в стекающем газе поддерживается достаточно высокая температура, чтобы обеспечить наблюдаемое рентгеновское излучение.

В одной из первых работ по расчету стационарного аккреционного течения [346] решалась система уравнений вида

$$4\pi r^2 v = \dot{M}, \quad (7.23)$$

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{d(\rho \vartheta)}{dr} - \frac{GM_*(r)}{r^2}, \quad (7.24)$$

$$v \frac{d}{dr} \left(\frac{3\vartheta}{2} \right) - \frac{\vartheta v}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = \rho \frac{L(\vartheta)}{m^2}. \quad (7.25)$$

Распределение обуславливающей тяготение массы $M_*(r)$ принималось в соответствии с законом Кинга (2.18), а функция охлаждения $L(\vartheta)$ (где $\mu \vartheta / R^*$ — величина температуры) считалась обусловленной только тормозным излучением:

$$L(\vartheta) = 6,9 \cdot 10^{-28} T^{1/2} n^2 \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (7.26)$$

При стационарном течении газа в центральном гравитационном поле где-то должен происходить переход через скорость звука, в так называемой звуковой точке (см., например, [76]). В [346] предполагалось, что звуковая точка находится глубоко в ядре галактики и течение считалось дозвуковым. Путем численного решения системы (7.23) — (7.25) было найдено распределение температуры и плотности по гало сД-галактики. Расчет показал, в частности, что в галактике NGC 1275 может в результате аккреции создаваться 20% всего рентгеновского излучения скопления, причем значение температуры излучающего газа вдвое меньше, чем среднее по всему скоплению. У этой галактики изучен оптический спектр, содержащий линии H, [NII], [OIII] и другие. Он образуется в системе волокон, в качестве причины возникновения которых предполагается развитие тепловой неустойчивости в аккреционном потоке газа [347].

В работе [348] исследовано положение звуковой точки, определяемое значениями $M_{\text{гал}}$, $R_{\text{гал}}$, и скорости аккреции $\dot{M}$. Скорость аккреции можно оценить по наблюдаемому излучению в рентгеновской области спектра. Оказалось, что для галактики M 87 при допустимых значениях $\dot{M}$ в предположении о непрерывном течении получается слишком малый размер области наблюдаемого теплового излучения. В связи с этим предполагается, что оптическое излучение создается облаками, возникающими вследствие тепловой неустойчивости.

Построению самосогласованной модели внешних областей галактики M 87 был посвящен еще ряд работ ([349], [350], [351] и др.). Результаты их противоречивы. Поскольку не удастся решить полную нестационарную задачу об аккреции газа на галактику сД, предполагается, что оболочка галактики находится в гидростатическом равновесии, хотя в уравнениях

(7.23) и (7.25) является величиной, зависящей от времени. В [349] получена малая величина градиента плотности и крутой температурный градиент при массе галактики на порядок меньшей, чем в других исследованиях. Газ в гало, согласно [349], должен связываться давлением газа скопления, а не тяготением. Для разных моделей получаются существенно различающиеся значения скорости аккреции (до двух порядков), а в некоторых имеет место не аккреция, а истечение газа из галактики. Таким образом, задача о течении газа вблизи центральной галактики скопления до сих пор не имеет корректного решения.

Процессы, происходящие в газе, находящемся в окрестности центральной галактики скопления, многообразны и необходимость учитывать их сильно усложняет расчет течения газа. Расчеты теоретических спектров для сравнения с результатами наблюдений содержат значительные неопределенности из-за отклонений среды от ионизационного равновесия, происходящих потому, что скорость рекомбинации атомов сравнима со скоростью охлаждения. Нет надежных данных о химическом составе излучающего газа. Уже отмечалось, что имеет место неоднородность излучающей среды. Что касается постановки газодинамической задачи о движении в окрестности потенциальной ямы, то она не только является нестационарной по существу, но при ее решении необходимо учитывать влияние теплопроводности и возможное присутствие магнитного поля. Из-за всех этих обстоятельств создание динамической теории состояния газа в скоплениях представляется делом не очень близкого будущего.

Влияние источников энергии внутри галактики cD на состояние газа вблизи нее проанализировано в [352]. Близкая к этой задача рассматривалась при исследовании возможности истечения газа из эллиптической галактики в результате нагрева его при вспышках сверхновых [164]. В уравнении баланса энергии

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT}{dr} \right) - \alpha \rho_* \frac{3}{2} \frac{kT}{\mu m} + Q_1 - Q_2 = 0 \quad (7.27)$$

учитывается действие теплопроводности (коэффициент теплопроводности κ), количество энергии от вспышек сверхновых, поступающее в газ (Q_1), и потери энергии на тормозное излучение и при рекомбинациях (Q_2).

Величина Q_1 записывается в виде

$$Q_1 = (\alpha_{SN} \epsilon_{SN} + \alpha_S \epsilon_S) \rho_*,$$

и

$$\alpha = \alpha_{SN} + \alpha_S, \quad (7.28)$$

где величины α_{SN} и α_S определяют скорость потери вещества сверхновыми и остальными звездами галактики соответственно, а ϵ_{SN} и ϵ_S — значение удельной энергии для того и другого процесса.

Теплопроводность κ при расчетах принималась в следующей форме:

$$\kappa = 6 \cdot 10^{-7} T^{5/2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \text{ К}. \quad (7.29)$$

Вследствие притока в среду вещества, выбрасываемого звездами, плотность ρ в ней меняется, но на промежутках времени t , удовлетворяющих

условию

$$t < t_0 = \frac{\rho_0}{(\alpha_{SN} + \alpha_S)\rho_*}, \quad (7.30)$$

где ρ_0 — начальная плотность газа, зависимость ρ от времени можно пренебречь. Для сD-галактик $t_0 \approx 10^9$ лет (если не касаться самых внутренних областей).

Уравнение (7.27) решалось в предположении о динамическом равновесии газа, т.е. совместно с уравнением

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = - \frac{GM_*(r)}{r^2}. \quad (7.31)$$

Масса звездной составляющей галактики находилась в соответствии с двухкомпонентной моделью, состоящей из ядра и промежуточной системы, а также по модели Кинга.

Исследование системы (7.27) и (7.31) показало, что при условии преобладания потерь энергии над ее притоком ($Q_1 < Q_2$) должно выполняться неравенство

$$\frac{n^2}{n_*} > \left(\frac{n^2}{n_*} \right)_{\text{крит}} \approx 10^{-4} \text{ см}^{-3}, \quad (7.32)$$

где n и n_* — концентрация атомов в газе и средняя по объему концентрация атомов звездного вещества соответственно. Так как в сD-галактиках $n \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$, и поэтому величина n^2/n_* больше критического значения, то приток энергии в газ не компенсирует его охлаждения.

Путем численного решения указанной системы найдена величина градиента температуры в зависимости от значений T и ρ на заданном расстоянии

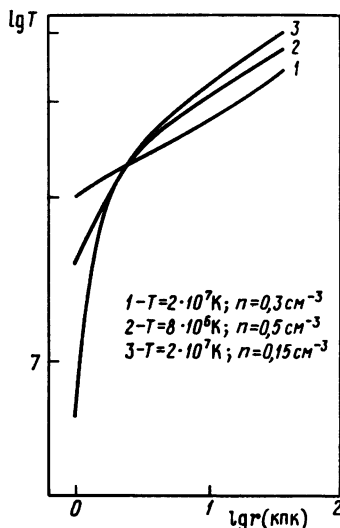
r_0 от центра. Согласно наблюдениям $\frac{dT}{dr} > 0$. Из расчетов получилось

(рис. 26), что на некотором расстоянии от

центра r_1 значение $\frac{dT}{dr}$ велико, а при $r >$

$> r_1$ меньше, чем $\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_1}$. Таким обра-

зом, оболочка галактики как бы разделена на две области: "холодного" и "горячего" газа. Величина r_1 и соответственно размер области, занимаемой "холодным" газом, сильно зависит от значений $T(r_0)$ и $n(r_0)$. При $r_0 = 1 \text{ кпк}$, $T(r_0) \approx 5 \cdot 10^6 \text{ К}$ и $\langle n \rangle = 0,1 \text{ см}^{-3}$ эта область обширна, температура возрастает медленно до $T \approx 5 \cdot 10^7 \text{ К}$ при $r \approx 100 \text{ кпк}$. Если же $0,15 \lesssim n \lesssim 1 \text{ см}^{-3}$, то значение r_1 близко к 1 кпк.



Р и с. 26. Градиент температуры в оболочке сD-галактики (по [352])

Из результатов [352] следует, в частности, что согласия рассчитанной при учете теплопроводности величины $\frac{dT}{dr}$ с находимой из наблюдений галактики М 87 можно достичь лишь в том случае, если принять, что плотность вещества в галактике меняется с расстоянием от центра медленнее, чем по закону Кинга.

Оценку скорости аккреции газа на неподвижную галактику можно получить, исходя из того, что при падении газа в потенциальную яму, создаваемую галактикой, происходит переход от течения $K_{\text{п}} \geq 1$ к режиму, в котором $K_{\text{п}} \leq 1$ [331]. Если предположить, что между горячим газом и галактикой существует резкая граница, то количество частиц газа, пересекающих эту границу, в расчете на единицу времени и единицу поверхности, определяется при условии, что скорости распределены по закону Максвелла формулой, полученной в теории разреженных газов

$$N = n \sqrt{\frac{R^* T}{2\pi}}, \quad (7.33)$$

где n — концентрация атомов в газе. Отсюда получается полное количество аккрецируемого газа в расчете на год

$$M_{\text{аккр}} = 3,16 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{R^* T}{2\pi}} 4\pi R_{\text{гал}}^2 m_{\text{H}} \quad (7.34)$$

что при допустимых значениях $R_{\text{гал}}$ и T дает величину порядка $10 M_{\odot}/\text{год}$. Отношение α скорости гравитационного захвата к скорости захвата, происходящего в результате экранирования ("геометрического"), равно

$$\alpha = \frac{M_* G}{R_{\text{гал}} c^2}. \quad (7.35)$$

При $T \geq 10^8$ К величина $\alpha \ll 1$ и, таким образом, "геометрический" фактор захвата должен быть преобладающим.

Проникающие в галактику частицы, передавая свою энергию внутригалактическому газу, нагревают его, вследствие чего может возникнуть течение газа в противоположном направлении. Расчет такого течения пока не производился. По-видимому, существенное значение при оценках роли нагревания газа в галактиках в указанном процессе вследствие захвата частиц горячего газа имеет то обстоятельство, что внутригалактический газ состоит из дискретных облаков. Нагрев облака представляет собой локальное явление, не обуславливающее общего истечения газа из галактики.

§ 4. Механизмы нагревания межгалактического газа

В условиях, характерных для межгалактического газа в скоплениях, основным способом потери энергии является тормозное излучение. Время охлаждения, определяемое формулой (7.7) при значениях концентрации n и температуры T , свойственных межгалактическому газу ($n \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^8$ К), превосходит хаббловское. Хотя в центральных областях оно несколько меньше, тем не менее в целом для энергетики скоплений существ-

венным является не столько исследование баланса энергии газа, сколько решение вопроса о том, чем обусловлена его высокая температура.

Предположение об "остаточной" высокой температуре газа, т.е. существовавшей еще у газа протоскопления и сохранившейся до настоящего времени, не находит поддержки в наблюдениях. Во-первых, температура газа в регулярных, проэволюционировавших скоплениях обычно выше, чем в нерегулярных, которые представляются более молодыми. Во-вторых, в областях, близких к центру скопления, где плотность больше и время охлаждения соответственно меньше, температура газа выше, чем на периферии скопления. Если бы газ в скоплении представлял собой остаток газа протоскопления, который имел высокую температуру ($T > 10^8$ K), то градиент температуры по радиусу скопления должен был бы быть противоположным по знаку. Исходя из указанных фактов, следует считать, что нагревание газа скопления, по крайней мере в центральных областях, произошло в процессе эволюции скопления. Нагреваться должна была не только первичная среда, оставшаяся после образования галактик, но и выбрасываемый из галактик скопления газ, обогащенный тяжелыми элементами. Возможность того, что выбрасываемый газ имеет температуру большую, чем галактический газ, представляется мало вероятной, но и в этом случае необходим дополнительный нагрев — источником тепловой энергии является выбрасываемый газ. Судя по содержанию тяжелых элементов в межгалактическом газе скоплений, наблюдаемая высокотемпературная среда наполовину или более состоит из вещества, выброшенного из звезд.

Среди возможных источников тепловой энергии газа в скоплениях чаще всего рассматривалась потенциальная энергия скоплений. Нагрев за счет этого источника следует называть динамическим.

У прорелаксировавшего сферизованного скопления в центре находится потенциальная яма, при падении в которую газ должен нагреваться. В центральных областях скопления нагревание газа за счет этого фактора должно происходить, и о соответствующих расчетах будет сказано ниже (§ 5). Время падения к центру для внешних областей скоплений порядка хаббловского и нагрев указанным путем газа, находящегося на периферии скопления, объяснить трудно. Тем более этот способ нагрева не подходит для того, чтобы обусловить высокую температуру газа в неправильных скоплениях, у которых нет отчетливо выраженной потенциальной ямы.

Динамический нагрев может быть обусловлен также движением галактик через межгалактический газ. Скорость движения галактик определяется потенциалом скопления. В среде, оказывающей сопротивление движению, часть кинетической энергии галактики переходит в конечном счете в тепловую энергию среды, а общая потенциальная энергия скопления галактик уменьшается. Нагревание газа в таком случае имеет локальный характер и отличается тем самым от процесса нагревания при падении в потенциальную яму. Понятие температуры межгалактической среды в целом имеет смысл только при условии достаточно быстрого перемешивания газа по всему скоплению.

Нагревание газа за счет энергии движения галактик должно сопровождаться "обдираньем" газа и соответственно как изменением его массы так и массы, сосредоточенной в галактиках. Одновременно должен меняться

и потенциал скопления. Поэтому исследование процесса нагревания газа требует решения нестационарной (эволюционной) задачи о динамической структуре межгалактического газа в переменном гравитационном поле. В § 5 рассматривается одна из попыток решения подобной задачи.

Характерное время нагревания газа ($t_{\text{эн}}$) при условии, что нагрев обусловлен динамическими процессами, должно быть близким к $t_{\text{дин}}$ — времени вириализации скопления. Если же механизм нагревания иной, то "кинетическая температура" галактик и температура межзвездного газа могут не совпадать, а $t_{\text{эн}}$ и $t_{\text{дин}}$ не должны быть связанными между собой. Для большой выборки скоплений галактик кинетическая энергия, приходящаяся на единицу массы, сосредоточенной в галактиках, в 2–5 раз меньше удельной тепловой энергии межгалактического газа [353]. Этот факт показывает, что только за счет динамического нагрева обеспечить высокую температуру межгалактического газа невозможно.

В качестве источника тепловой энергии межгалактического газа неоднократно предлагались частицы высоких энергий. Предположение о том, что такими частицами являются релятивистские электроны, испускаемые из активных галактик, не оправдалось, так как, во-первых, приходится допускать неправдоподобно высокую концентрацию частиц и, во-вторых, потому, что релятивистские электроны не обеспечивают равномерный нагрев по всему объему скопления — они теряют свою энергию вблизи активной галактики. Релятивистские протоны могут диффундировать в межгалактической среде на большие расстояния — до 1 Мпк, и поэтому они рассматривались как более вероятный источник нагрева газа [354], [355]. Кинетика этого процесса исследована в [356].

В результате передачи энергии от релятивистских частиц тепловым газом нагревается. Изменение температуры газа со временем при условии нагрева изотропно распределенными частицами с энергией ϵ_0 , массой m_i и концентрацией n_i определяется формулой [356]

$$T = T_0 \left(1 + \frac{t}{t_0} \right), \quad (7.36)$$

где

$$t_0 = \frac{1}{2} t_{\text{м}} \left(\frac{\epsilon_0}{\frac{3}{2} k T_0} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{n_e}{n_i} \quad (7.37)$$

и $t_{\text{м}}$ — время установления максвелловского распределения по скоростям в электронном газе. Для условий, существующих в межгалактической среде $t_{\text{м}} = 10^5 - 10^6$ лет.

Поскольку длина свободного пробега для частиц в "хвосте" максвелловского распределения очень велика, то они должны уходить из занимаемой скоплением области, но "хвост" распределения при определенных условиях может возобновляться в результате действия частиц высокой энергии. Однако для этого их количество должно быть непомерно большим.

Например, при $\epsilon_0 = 10^2 k T_0$, $\frac{n_i}{n_e} \approx 10^{-2}$. Такого содержания энергичных частиц трудно ожидать. Обрезание распределения скоростей в газе со сторо-

ны высоких энергий должно вызвать изменение характера излучения газа, в частности обрыв его спектра со стороны больших энергий. Возможно, что для скопления A 2142, рентгеновский спектр имеет именно такой характер — при $kT \approx 40$ кэВ он обрывается [356].

Недостаточная определенность в оценке эффективности нагрева межгалактической среды частицами высокой энергии обусловлена крайней скудностью сведений об источниках и энергетическом спектре этих частиц. Единственный источник, для которого имеются более или менее надежные данные — это галактические сверхновые. О производительности космических лучей при вспышках сверхновых можно судить по наблюдаемому состоянию межзвездного газа. О протонной компоненте космических лучей, по всей вероятности, образующихся в ядрах активных галактик, практически ничего не известно. Поэтому в настоящее время имеет смысл рассматривать действие на межгалактическую среду только тех космических лучей, которые образуются при вспышках сверхновых, хотя роль ядер активных галактик и даже ядер обычных галактик [357] в образовании частиц высокой энергии в скоплениях может быть весьма существенной.

Впервые предположение о том, что энергия космических лучей является важным источником тепловой энергии межгалактического газа, была высказана еще в 1965 г. — до рентгеновских наблюдений, позволивших найти температуру газа [358]. Расчеты показали, что при современной частоте вспышек сверхновых, обеспечивающих плотность энергии космических лучей $w_{кл} \approx 10^{-15}$ эрг $\cdot$ см $^{-3}$, газ за 10^{10} лет может быть нагрет до температуры $\approx 10^6$ К. Теперь есть достаточно оснований считать, что частота вспышек на ранней стадии эволюции галактик была гораздо большей, чем наблюдаемая. Так, из формулы (7.5) получается, что в скоплении с массой $M_{ск} = 10^{15} M_{\odot}$ должно было вспыхнуть $10^{12} - 10^{13}$ сверхновых, что дает среднюю частоту вспышек $\bar{\nu} = 10^{-12} - 10^{-13} / M_{\odot} \text{год}$, на два порядка превышающую наблюдаемую у галактик типов E и S0. Согласно [359] максимум частоты вспышек в галактике достигается через $10^8 - 10^9$ лет после эпохи активного звездообразования. За 10^{10} лет $\bar{\nu}$ должно уменьшиться на 2—3 порядка, и, по-видимому, происходящие в настоящее время в эллиптических галактиках и галактиках типа S0 вспышки сверхновых представляют собой остаточное явление.

Если не касаться скрытой массы, то в близких скоплениях ($z \lesssim 0.2$) главная доля массы заключена в составляющих население галактик типов E и S0 старых звездах, возникших $5 \cdot 10^9 - 10^{10}$ лет назад. Следовательно, большое содержание Fe в межгалактическом газе — а значит, в значительной мере и сам этот газ — образовались вскоре после эпохи бурного звездообразования, не ранее чем за $5 \cdot 10^9$ лет до нашего времени [360]. Тогда же должно было освободиться большое количество энергии в форме космических лучей [315].

Частицы высокой энергии, возникающие при вспышке сверхновой, диффундируют в галактике и покидают ее за характерное время t_{dif} . Они могут также быть выметены галактическим ветром вместе с межзвездным газом и замороженным в него магнитным полем за время t_w . Наконец, межзвездный газ вместе с находящимися в нем космическими лучами может "обдираться" при движении галактики — характерное время этого процесса t_{sn} . В центральных областях регулярного скопления.

где $n_e \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3}$,

$$t_{\text{dif}} \approx t_w \approx t_{sw} \approx 10^8 \text{ лет.} \quad (7.38)$$

Следовательно, за указанное время тем или иным путем приблизительно за 10^8 лет космические лучи должны быть удалены из галактики, и за время порядка 10^9 лет они успевают более или менее равномерно распределиться по центральной области скопления ($R \lesssim 1 \text{ Мпк}$). Поскольку величина $t_w \sim n^{-1}$ (формула (7.7)), то при значении $n \ll 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, характерном для непроэволюционировавших скоплений,

$$t_w > t_{sw} \gtrsim 10^9 \text{ лет,}$$

и поэтому в таких скоплениях галактики с горячим гало выделяются как дискретные источники рентгеновского излучения на более слабом фоне.

В предположении, что галактики скопления одинаковы, число их N и они равномерно распределены по объему скопления, характерное время нагревания межгалактической среды космическими лучами оценивается из уравнения [358]

$$3k \frac{d(nT)}{dt} = cn, \quad (7.39)$$

где c — величина, определяющая скорость передачи энергии космических лучей газу. В (7.39) не учтены члены, описывающие высвечивание газа, малые при $n \lesssim 10^3 \text{ см}^{-3}$. Изменение концентрации частиц в межгалактическом газе за счет притока в него вещества из галактик приближенно описывается соотношением

$$\frac{dn}{dt} = \frac{N}{mV_{\text{ск}}} \frac{M_{\text{мз}}}{t_*}, \quad (7.40)$$

где $M_{\text{мз}}$ — масса межзвездного газа в галактике и $t_* = \min \{t_w, t_{sw}\}$ — характерное время удаления его из галактики. Баланс массы межзвездного газа определяется уравнением

$$\frac{dM_{\text{мз}}}{dt} = - \frac{M_{\text{мз}}}{t_*} + \dot{M}_*, \quad (7.41)$$

где $\dot{M}_*$ — масса, поступающая из звезд в межзвездную среду, за вычетом стока массы на звездообразование.

При условиях, соответствующих начальному этапу эволюции галактик и скопления в целом, когда происходит активное звездообразование, а величина n еще мала,

$$\frac{dM_{\text{мз}}}{dt} = 0 \text{ и } t_* = t_w, \quad (7.42)$$

решение системы (7.39) — (7.41) дает следующую зависимость температуры от времени:

$$T = At + n_0 \frac{At + T_0}{Bt + n_0}, \quad (7.43)$$

где

$$A = \frac{c}{6k}, \quad B = \frac{N\dot{M}_*}{M_{\text{мз}}^{(0)}}. \quad (7.44)$$

Современные оценки производительности космических лучей при вспышках сверхновых дают величину энергии в этой форме [361] на одну вспышку $3 \cdot 10^{50}$ эрг.

Тогда при

$$\bar{\nu} \approx \frac{10^{-12}}{M_{\odot} \cdot \text{год}} \quad \text{и} \quad R_{\text{ск}} = 3 \text{ Мпк},$$

$$w_{\text{к.л}} \approx 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}, \quad c \approx 10^{-25} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad A = 5 \cdot 10^{-11} \text{ град} \cdot \text{с}^{-1},$$

и для нагревания газа до $T = 10^7$ К во всем скоплении требуется более 10^{10} лет. Если же космическими лучами нагреваются только гало галактик, суммарный объем которых на 2–3 порядка меньше объема, занимаемого скоплением, то величина $w_{\text{к.л}}$ должна быть соответственно больше. Время нагревания гало составляет $10^8 - 10^9$ лет.

После окончания фазы активного звездообразования можно принять, что

$$M_* = 0 \quad \text{и} \quad t_* \approx t_s \sim n^{-1}. \quad (7.45)$$

Из решения системы (7.39) – (7.41) при условии (7.45) получается характерная скорость увеличения температуры газа того же порядка ($\sim A^{-1}$), что и в первом случае.

Космические лучи находятся в гало галактики около 10^8 лет. За это время они успевают отдать только часть своей энергии. Таким образом, температура газа в гало может быть ниже, чем средняя по скоплению, где газ прогревался в течение 10^{10} лет. По-видимому, это имеет место в случае скопления А 1367.

В [315] при исследовании нагревания газа учитывался лишь один из источников космических лучей. В реальных скоплениях, содержащих активные галактики и другие источники космических лучей должна достигаться более высокая температура ($\sim 10^8$ К).

§ 5. Динамические модели межгалактической среды в регулярных скоплениях

Распределение температуры и плотности межгалактического газа в скоплениях зависит от ряда факторов: гравитационного потенциала скопления, расположения и эффективности источников нагрева газа, баланса массы и от начальных условий, т.е. от того, как в скоплении образовалась диффузная среда. В большинстве работ с целью объяснения наблюдаемого излучения газа использовались квазиравновесные стационарные модели регулярных скоплений, основанные на следующих предположениях [362]:

а) гравитационный потенциал скопления создается только массой, сосредоточенной в галактиках;

б) газ находится в гидростатическом равновесии в поле этого потенциала;

в) давление газа связано с его плотностью соотношением (2.15).

В отношении выполнимости первого из указанных условий имеются сомнения, даже если не говорить о "скрытой массе", поскольку масса газа в скоплениях сравнима с массой галактик.

Сравнительно просто модельное распределение плотности получается [363], если принять, что величина q , равная отношению удельной кинетической энергии галактик и тепловой энергии газа,

$$q = \frac{\mu v^2}{R^* T_0}, \quad (7.46)$$

является постоянной. Использование соотношения, получающегося из условий равновесия межгалактического газа и "газа галактик":

$$\frac{1}{\mu m} \frac{dp}{dn} \frac{dn}{n dr} = \frac{d}{\rho_G dr} [\rho_G \langle v^2 \rangle] \quad (7.47)$$

(где p и n — давление и концентрация частиц газа соответственно), при политропной зависимости между p и n дает величину плотности газа

$$\frac{\rho_g}{\rho_g^{(0)}} = \left[1 + \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} q \ln \frac{\rho_G}{\rho_G^{(0)}} \right]^{1/(\Gamma - 1)}. \quad (7.48)$$

В изотермическом случае ($\Gamma = 1$)

$$\frac{\rho_g}{\rho_g^{(0)}} = \left(\frac{\rho_G}{\rho_G^{(0)}} \right)^q. \quad (7.49)$$

При распределении в виде (7.48) существует граница газа, располагающаяся на расстоянии r_* от центра скопления, определяемом из условия

$$\rho_G(r_*) = \rho_G^{(0)} \exp \left(-\frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{1}{q} \right). \quad (7.50)$$

Изотермическое распределение газа не ограничено при условии неограниченности распределения галактик.

В предположении, что нагрев газа имеет локальный характер и обусловлен столкновениями между галактиками, обладающими гало, в [364] получено выражение, определяющее концентрацию газа:

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{\rho_G}{\rho_G^{(0)}} \right)^q \left(\frac{v_G}{v_G^{(0)}} \right)^{2q-2}, \quad (7.51)$$

где индексом G обозначены величины, относящиеся к галактикам, а индексом 0 — значения этих величин в центре скопления.

Сравнение (7.51) с наблюдаемым распределением рентгеновского излучения по скоплению A 2319 показало, что наилучшее согласие наблюдений и теории достигается при $q = 0,5$.

В работе [365] найдено распределение плотности в скоплении при наличии анизотропии скоростей галактик. Из уравнений (2.11) и (6.39) получается величина $\rho_G(r)$. Условие гидростатического равновесия для газа имеет вид

$$\frac{dp}{dr} = -n\mu m \frac{d\varphi_g}{dr}. \quad (7.52)$$

Из (7.52) в предположении изотермичности газа ($T = T_0$) получается уравнение

$$\frac{1}{r} \frac{d \ln u}{dx} = \frac{d \ln D}{dx} + \frac{\beta + 1}{x}, \quad (7.53)$$

где обозначено

$$\frac{\rho_G}{\rho_G^{(0)}}, \quad \tau = \frac{\mu m \sigma_r^2}{kT_0}, \quad x = \frac{r}{R_{\text{ск}}} \quad \text{и} \quad u = \frac{n}{n_0}. \quad (7.54)$$

Решение (7.53) имеет вид

$$\frac{n}{n_0} = \left[1 - \frac{x^{1-\beta}}{(1-\beta)(2-\beta)} + O(x^{2-2\beta}) \right]^\tau. \quad (7.55)$$

Для политропного уравнения состояния

$$p = Kn^\Gamma \quad (7.56)$$

из (7.52) вместо (7.53) получается

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d(u^{\Gamma-1})}{dx} = \frac{d \ln D}{dx} + \frac{\beta + 1}{x}. \quad (7.57)$$

Здесь

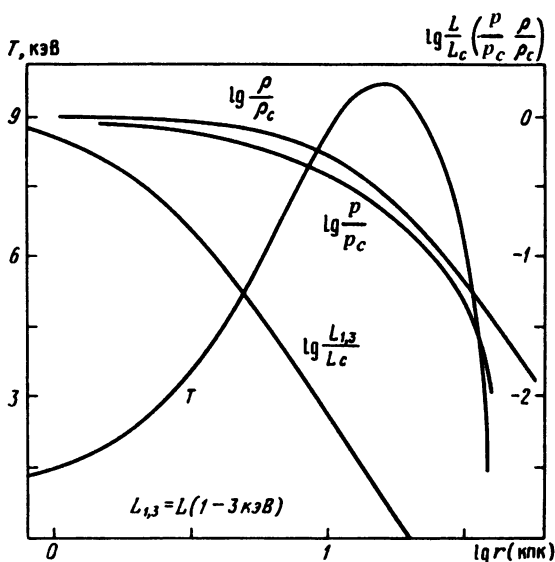
$$\kappa = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \frac{\mu m \sigma_r^2}{Kn_0^{\Gamma-1}}. \quad (7.58)$$

Концентрация атомов, находящаяся из (7.57),

$$\frac{n}{n_0} \approx 1 - \frac{\kappa}{\Gamma} \frac{x^{1-\beta}}{(1-\beta)(2-\beta)} + \dots \quad (7.59)$$

меняется с x медленнее, чем по (7.55). Физически это обусловлено тем, что если $\Gamma > 1$, то температура при условии (7.56) убывает с x , и поэтому при одинаковых значениях p плотность газа должна быть выше.

Если излучательная способность газа пропорциональна $n^2 T^{1/2}$, то при $0 < \beta < 1$ и малых значениях σ_r в центре скопления должен существовать резкий пик излучения, а при $-1 < \beta < 0$ распределение яркости по скоплению более гладкое. Таким образом, непринужденно получаются различные формы распределения рентгеновской яркости по скоплению, близкие к наблюдаемым.



Р и с. 27. Изменение T , ρ , p и $L_{1,3}$ с расстоянием от центра скопления А 576 (по [366])

В модели, построенной в [366], принимаются во внимание потери энергии газом на тормозное излучение (L_T), выражающиеся в виде

$$L_T = n_e^2 \Lambda(T). \quad (7.60)$$

В $\Lambda(T)$ учитывается, что приемником воспринимается только излучение в полосе пропускания. После подстановки величины n_e , определяемой (7.60), в уравнение гидростатического равновесия получается следующее уравнение для величины $T(r)$:

$$\left(1 - \frac{d \ln \Lambda(T)}{dT}\right) \frac{dT}{dr} = -0.62 \frac{GmM(r)}{kTr} - \frac{1}{2} \frac{d \ln L_T}{d \ln r}. \quad (7.61)$$

При известной из наблюдений величине L_T и заданных потенциале скопления и функции Λ из (7.61) находится функция $T(r)$ и далее $\rho(r)$. Уравнение (7.61) записано при условии, что содержание атомов He в газе в 10 раз меньше, чем содержание водорода.

Для скопления А 576, в предположении, что потенциал скопления имеет вид (2.18), удастся добиться хорошего согласия с наблюдениями (рис. 27). У другого исследованного скопления А 219 согласия с наблюдениями не получается — по-видимому, оно не достигло квазиравновесного состояния, и теоретическая модель, основывающаяся на условии гидростатического равновесия, к нему неприменима.

При сравнении равновесных моделей межгалактического газа с данными наблюдений рентгеновского излучения 20 скоплений [367] отмечено, что находимые из наблюдений значения показателя Γ слишком малы. Нужно принимать большое значение параметра q . В качестве одной из причин, делающей величину Γ близкой к единице и, значит, состояние газа близким

к изотермическому, в [367] предполагается действие теплопроводности. Находимые для большинства скоплений значения $q > 1$ показывают, что галактиками занято большее пространство, чем излучающим газом. Возможно, что этот эффект отражает непригодность изотермических моделей [367] для всего объема, занятого газом, так как действие теплопроводности тем менее существенно, чем дальше находится газ от ядра скопления.

В эволюционных моделях состояния межгалактического газа должно учитываться изменение потенциала скопления в ходе эволюции скопления. Одна из первых моделей такого рода была предложена в работе [368]. По предположению, газ, оставшийся после формирования галактик скопления, нагревается, падая в потенциальную яму в центре скопления. Грубо учитывалось влияние притока вещества в газ от галактик. Расчеты показали, что в результате эволюционных эффектов за время от $z = 1$ до $z = 0$ рентгеновская светимость газа скопления должна увеличиваться на порядок.

Попытка расширения эволюционной модели была предпринята в работе [369], где рассмотрен процесс слияния двух скоплений. В образующемся скоплении происходит быстрая релаксация — без существенного увеличения рентгеновской светимости.

При указанных расчетах предполагалось, что газ в скоплении эволюционирует квазистатически, т.е. в каждый данный момент находится в состоянии гидростатического равновесия в гравитационном поле скопления. Это предположение если и оправдывается, то только для газа, находящегося вблизи ядра скопления.

Более близкая к самосогласованной эволюционная модель состояния межгалактического газа рассчитана в [370]. Уравнение неразрывности для межгалактического газа записывается с учетом поступления в него массы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{2\rho v_c}{r} = \tilde{Q}, \quad (7.62)$$

где

$$\tilde{Q}(r; t) = N(r; t) \dot{\rho}_{\text{strip}}, \quad (7.63)$$

N — плотность числа галактик и $\dot{\rho}_{\text{strip}}$ — скорость обдирания газа у галактик. В уравнение, определяющее радиальную скорость движения v_r , добавлен член $\tilde{Q}v_r$. Уравнение энергии также модифицировано с учетом движения галактик в газе:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{2\gamma \rho v_r}{r} = -(\gamma - 1)p \frac{\partial v_r}{\partial r} - \left| \alpha \frac{p}{\rho} \tilde{Q} \right| \quad (7.64)$$

(α — параметр).

Вычисления производились для галактик с массой $M_{\text{гал}} = 6 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ при $N = 10^3$, радиусе скопления $R_{\text{ск}} = 12$ Мпк и начальной концентрации атомов газа $n = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$. Потенциал скопления определялся согласно (2.18). Из расчетов следует, что за 10^9 лет концентрация атомов в центре (n_c) становится равной 10^{-3} см^{-3} , а температура газа $T \approx 10^7 \text{ К}$, и во

внутренней области ($r \leq 2$ Мпк) величины T и ρ стабилизируются. Галактиками к этому времени теряется до 45% содержащегося в них газа. Рентгеновская яркость скопления продолжает возрастать до момента $t = 5 \cdot 10^9$ лет, причем в центре скопления должен быть пик яркости, от которого она быстро падает до расстояния $\approx 1,3$ Мпк. Подобное распределение яркости наблюдается у скоплений A 2319 и A 576.

К числу недостаточно обоснованных предположений, сделанных в [370] при решении задачи, нужно отнести пренебрежение зависимостью $\tilde{Q}$ от плотности газа, которая может сильно повлиять на результаты. Оценки времени перемешивания газа нуждаются в уточнении. Особенно существенным является отмеченное выше обстоятельство, что источником нагрева газа должна быть не только энергия движения галактик, но и другие факторы. Тем не менее характерные времена нагрева газа и образование пика его плотности в центральной области скопления представляются отражающими действительный ход эволюции состояния газа в скоплениях.

Наиболее сложным при постановке эволюционных задач для скоплений является корректное задание реалистических начальных условий и граничных условий, так как пока остаются нерешенными вопросы о происхождении скоплений и об их границах. Все подобные расчеты поэтому могут иметь смысл только для центральных областей скоплений. Самым же важным обстоятельством, вносящим неопределенность в любые модели состояния межгалактического газа скоплений, является отсутствие надежных представлений о природе "скрытой массы" и ее распределении по объему скопления.

АКТИВНОСТЬ ЯДЕР ГАЛАКТИК

С обнаружением ни с чем не сравнимых по своим масштабам грандиозных энергетических процессов, происходящих в ядрах галактик, началась новая эпоха во внегалактической астрономии. Хотя физическая природа этих явлений до конца не выяснена, наблюдательные данные о них не только заставляют по-новому подходить к проблеме эволюции галактик, но и оказывают сильнейшее влияние на концепции строения и эволюции Вселенной. Предметом этой главы является изложение современных данных об излучении активных ядер галактик и о влиянии этого излучения на окружающую среду. В § 1 рассматриваются, в общем, свойства активных ядер для галактик разных типов. Описание различных механизмов, способных генерировать наблюдаемое излучение активных ядер в непрерывном спектре, содержится в § 2. Далее обсуждаются вопросы о структуре среды, окружающей активное ядро, и о влиянии излучения ядра на эту среду. В последнем параграфе кратко рассматриваются некоторые из гипотез, касающихся природы активных ядер и механизмов энерговыделения в них.

§ 1. Галактики с активными ядрами; общие свойства

Бурное энерговыделение — в шкале времени от дней до нескольких миллионов лет — в центральных областях галактик представляет собой распространенное явление. В этих случаях ядро галактики называют активным. Степень активности галактических ядер различна, и поскольку в ядрах многих из спиральных галактик, считающихся нормальными, также происходят мощные нестационарные процессы, выделение галактик с активными ядрами несколько условно. Возможно, что правильнее говорить о стадии повышенной активности в ядре галактики.

Наиболее распространенный вид галактик с активным ядром — это сейфертовские галактики (Sy). Их число составляет значительный процент ($\sim 10\%$) от общего количества галактик с повышенной яркостью в ультрафиолетовой области спектра, содержащихся в списках Б.Е.Маркаряна ([371] и более ранние).

Отличительным признаком сейфертовской галактики является присутствие яркого звездообразного (неразрешимого) объекта в центральной области галактики, которая сама по себе относится обычно к типу S. Некоторые из галактик Sy находятся сравнительно близко, например расстояние до NGC 4151 составляет около 10 Мпк. Размер центрального оптического источника у нее не более 4 пк. Ядро сейфертовской галактики

*Галактики с
уярчением к краю*



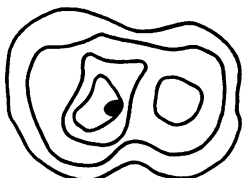
ЗС 390 3



ЗС 236

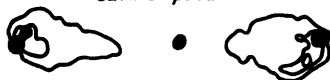


ЗС 449



Дева А

*Галактики с вращательной
симметрией*



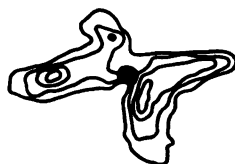
Лебедь А



ЗС 47



NGC 315



ЗС 315

Галактики с изгибами



ЗС 449



1610 60,8



ЗС 465



IC 708



ЗС 83,1В



IC 310

Р и с. 28. Схема морфологии радиогалактик (по [505])

является мощным излучателем (значение светимости ядра находится в интервале $10^{43} - 10^{46}$ эрг/с) не только в оптическом, но также в инфракрасном и рентгеновском диапазонах. Радионизлучение ядра больше, чем у обычных галактик типа S — его мощность составляет $10^{39} - 10^{41}$ эрг/с. Оптический спектр ядра сейфертовской галактики характеризуется наличием в нем сильных эмиссионных линий с широкими крыльями (Sy 1) либо без них (Sy 2). Вводятся также промежуточные типы Sy 1,2, Sy 1,5 и так далее. Наиболее полный обзор наблюдательных данных о сейфертовских галактиках сделан в [372] (см. также [373]).

Объекты типа BL Lac ("лацертиды") имеют вид звезды (сам объект BL Lac первоначально считался переменной звездой), и в их оптических спектрах отсутствуют какие-либо спектральные линии. Они являются мощными источниками рентгеновского излучения и излучения в радиодиапазоне. По-видимому, эти объекты, по крайней мере многие из них, ассоциируются с гигантскими галактиками типа E ($M = -22^m - -24^m$) [374], но не исключено, что некоторые связаны со спиральными галактиками [375].

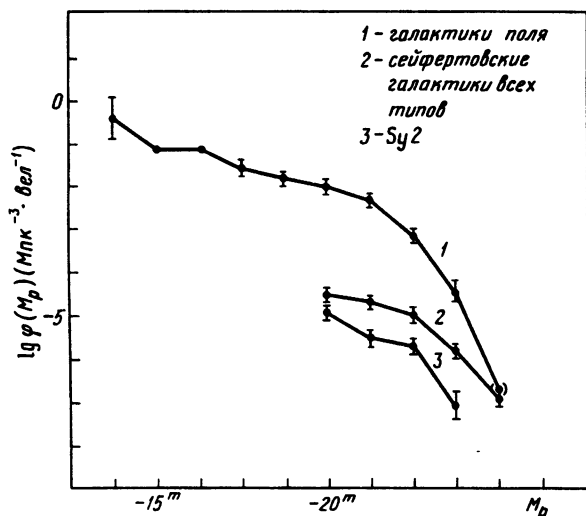
Радиогалактики обнаруживаются по высокой светимости в радиодиапазоне ($L_{\text{рад}} > 10^{41}$ эрг/с на частоте 408 МГц). Они представляют собой очень протяженные объекты (размером до нескольких Мпк) и бывают очень различными по своей морфологии (рис. 28). В центральной части радиоисточника обычно находится галактика, излучающая в оптической области и большей частью относимая к типу E. Она в среднем ярче, чем сейфертовские галактики ($M = -21^m - -23^m$).

Квazarы (квазизвездные объекты) характеризуются очень высокой светимостью ($M = -23^m - -26^m$) и вместе с тем на фотографиях неба выглядят точечными. Части квазаров свойственно сильное радионизлучение. Другая, более многочисленная группа — оптические (или радиоспокойные) квазизвездные объекты (QSO). Квазары бывают окружены туманными оболочками; для ближайших из них было найдено, что это галактики (см., например, [372]). В частности, квазар 3C 273 [376] находится в эллиптической галактике, по яркости сравнимой с самыми яркими галактиками скоплений. Однако из выборки, содержащей 78 квазаров, более 90% объектов связаны преимущественно со спиральными галактиками. Доля галактик, обладающих активным ядром, по-видимому, среди взаимодействующих галактик на порядок больше, чем в среднем для всех галактик [377].

Т а б л и ц а 8.1

Пространственная плотность объектов с активными ядрами

Название объекта	Количество в 1 Мпк ³	Название объекта	Количество в 1 Мпк ³
Галактики поля	10^{-1}	Радиогалактики	10^{-6}
Яркие галактики	10^{-2}	QSO	10^{-7}
Sy	10^{-4}	Квazarы	10^{-8}



Р и с. 29. Функция оптической светимости сейфертовских галактик (по [379])

Есть основания полагать существование последовательности активных ядер (возможно, в различных масштабах одного и того же явления) от ядер обычных галактик до квазаров.

Статистические исследования дали оценку пространственной плотности различных объектов с активными ядрами, показанную в табл. 8.1 [378].

Содержание лацертид, по-видимому, по порядку близко к содержанию Sy (в интервале абсолютных звездных величин $-21^m - -23^m$). Функция оптической светимости $\varphi(M_p)$ сейфертовских галактик (рис. 29) определялась в [379], а для рентгеновской области — в [380]. Для Sy, согласно [379],

$$\langle M_p \rangle = -19,74^m \pm 0,08^m,$$

что не очень сильно отличается от среднего значения светимости нормальных галактик. Светимость в рентгеновских лучах L_x (в полосе 2–10 кэВ) для галактик Sy находится в пределах

$$10^{42} \lesssim L_x \lesssim 10^{45} \text{ эрг/с}, \quad (8.1)$$

причем возможно, что имеются сейфертовские галактики с $L_x \lesssim 10^{41} \text{ эрг/с}$ [381]. Для сравнения отметим, что у нормальных галактик $L_x = 10^{38} - 10^{40} \text{ эрг/с}$ (в области 0,5–3,0 кэВ).

Для понимания физической природы активных ядер большое значение имеет оценка продолжительности стадии активности t^* . В предположении о том, что ядра всех спиральных галактик большой светимости проходят стадию сейфертовской галактики, получается величина $t_{Sy}^* \gtrsim 10^8 \text{ лет}$. Выбросы из радиогалактик, демонстрирующие явление активности ядер (о природе их будет сказано в гл. IX), иногда имеют длину до нескольких мегапарсек. Средняя скорость движения вещества в выбросе $\lesssim 0,1c$ и, следовательно, продолжительность активного периода в этих случаях не

менее 10^8 лет. По оценкам плотности распределения квазаров (резко спадающей при переходе от $z \approx 2$ к $z \approx 1$) $t_Q^* = 10^8 - 10^9$ лет. Судя по большой численности объектов типа BL Lac величина t_{BL}^* того же порядка. Таким образом, продолжительность активной фазы заключена в интервале

$$10^8 \leq t^* \leq 10^9 \text{ лет.} \quad (8.2)$$

При светимостях $-22^m \leq M_V \leq -26^m$ общая энергия, излучаемая за время активности в оптическом диапазоне, составляет $10^{60} - 10^{64}$ эрг.

Что касается значения массы активного ядра $M_{\text{яд}}$, то для оценки этой величины может быть использовано соотношение (см., например, [382]), определяющее критическую светимость

$$L_{\text{крит}} = 4\pi \frac{Gmc}{\sigma_T} M = 1,2 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ эрг/с.} \quad (8.3)$$

Здесь σ_T — сечение рассеяния на свободных электронах. При условии, что $L = L_{\text{крит}}$, из (8.3) находится нижняя граница величины массы. В [383] приведена сводка значений масс активных ядер, найденных по ширине эмиссионных линий в спектре, в предположении, что скорость движения газа параболическая. На этой основе составлена диаграмма, характеризующая связь между L и M (рис. 30). Интервал масс активных ядер довольно широк:

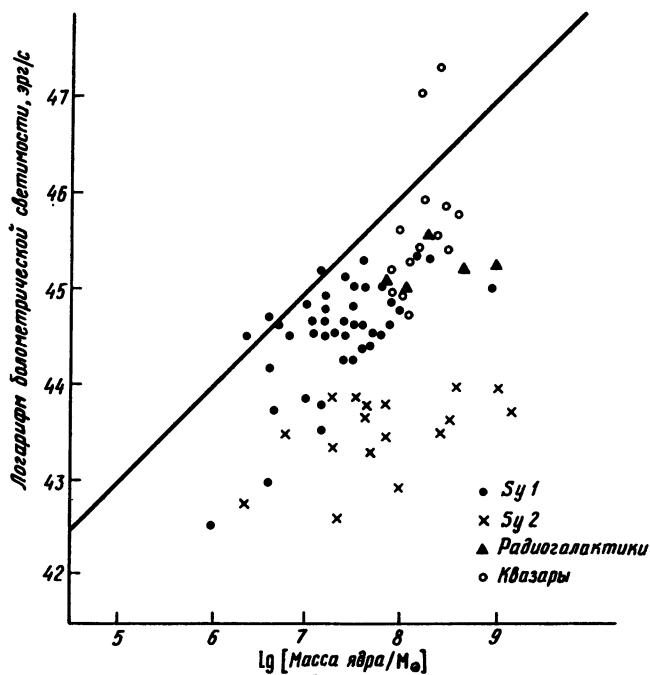
$$10^6 \leq \frac{M_{\text{яд}}}{M_\odot} < 10^9.$$

На основании анализа зависимости $M_{\text{яд}}/L$ для различных объектов в [384] сделан вывод о том, что различия в проявлении активности определяются величиной безразмерного параметра $L/L_{\text{крит}}$. Для Sy 1 и квазаров это отношение близко к 0,5, а для Sy 2 оно составляет около 0,01.

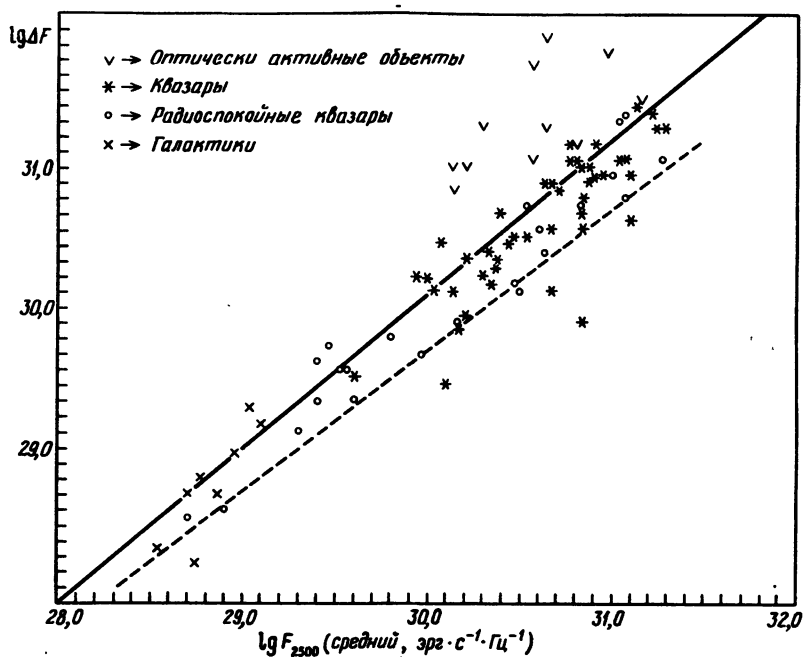
При оценке результатов работы [384] следует иметь в виду, что использованное там значение светимости далеко не у всех объектов представляет полностью энергетику активного ядра — много энергии может испускаться ядром в виде γ -излучения, космических лучей, нейтрино. Физический смысл полученной из наблюдений корреляции типа активности с величиной отношения $L/L_{\text{крит}}$ остается невыясненным.

Одной из наиболее важных для понимания физической природы активности особенностей ядер является быстрая переменность их излучения. Так, у многократно наблюдавшейся сейфертовской галактики NGC 4151 происходят вспышки рентгеновского излучения с характерным временем около 5^d (подъем занимает $\sim 0,5^d$), причем излучаемая энергия, в среднем составляющая $L_x \approx 10^{43}$ эрг/с (в области 2–10 кэВ), при этом меняется вдвое [385]. Отмечена переменность оптического континуума с характерным временем 10^d , а в ультрафиолетовой области и более быстрая — $\sim 1^d$ [386].

Особенно интересны случаи быстрой переменности с характерным временем в сотни секунд и амплитудой в рентгеновской области в несколько раз. Например, изменения потока рентгеновского излучения с характерным временем 100^s были выявлены у сейфертовской галак-



Р и с. 30. Диаграмма зависимости между светимостью и массой активного ядра (по [384])



Р и с. 31. Зависимость между ΔF и F_{2500} (на длине волны 2500 Å) (по [390])

тики NGC 6814 [387]. Величина ΔL_x — изменение потока излучения при вспышках — порядка L_x ($L_x \approx 10^{43}$ эрг/с). Не у всех сейфертовских галактик отмечена быстрая переменность рентгеновского излучения. Частота встречаемости переменных Sy обратно пропорциональна светимости галактики [386]. Существует и связь переменности с радиоизлучением. У галактик с интенсивным радиоизлучением переменность встречается чаще, чем у радиоспокойных галактик.

Помимо отмеченной быстрой переменности рентгеновского излучения, выявлена и более медленная с характерным временем менее одного года. Такая переменность наблюдается и у квазаров при светимости, доходящей до 10^{47} эрг/с! [388].

У квазара 3C 345 происходят вспышки оптического излучения с амплитудой около 1^m и интервалом между ними в несколько лет. Возможно, что они связаны с появлением новых радиокомпонент в миллисекундной структуре этого квазара [389].

Статистический анализ фотометрических данных для 130 активных галактик и квазаров за 14 лет наблюдений [390] дал зависимость между изменением потока оптического излучения при вспышке ΔF и средней величиной потока вне вспышки F (рис. 31).

Степень переменности уменьшается с возрастанием оптической светимости.

Гипотезы, предложенные для объяснения быстрой переменности излучения, будут рассмотрены ниже. Здесь же лишь отметим, что сам по себе этот факт накладывает сильные ограничения на возможный размер источника излучения. Поскольку синхронные изменения излучения невозможны при отсутствии связи между различными частями источника, а такая связь не может осуществляться со скоростью, превосходящей световую, то размер источника должен удовлетворять неравенству

$$d \lesssim ct_{\text{var}}, \quad (8.4)$$

где t_{var} — наименьшее наблюдаемое время изменений потока излучения. Из неравенства (8.2) при учете приведенных выше данных вытекает, что для большинства источников $d \lesssim 10^{15}$ см, а для некоторых $d \lesssim 10^{14}$ см. Таким образом, устанавливается важнейший факт очень высокой степени компактности источников излучения в активных ядрах галактик и исключительно большой концентрации энергии в них.

§ 2. Излучение активных ядер галактик в непрерывном спектре

Выделение непрерывного излучения активного ядра из общего излучения сейфертовской галактики не всегда легко выполнить. Это проще сделать для Sy 1, так как в этих случаях вклад излучения ядра в общее излучение вблизи $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ больше, чем от звезд. Далеко не всегда в спектре излучения активного ядра доминирующим является оптическое излучение. У галактик Sy 2, например, очень интенсивно излучение в инфракрасной области (5 — 100 мкм). У ряда квазаров преобладающим является рентгеновское излучение.

Поток излучения от активных ядер галактик меняется с частотой по степенному закону (1.15). Величина спектрального индекса α может быть в интервале $0 \leq \alpha \leq 2$, но чаще всего $\alpha = 0,6 - 0,8$. Значение α , вообще говоря, зависящее от ν , характеризует быстроту падения интенсивности излучения при увеличении энергии фотонов — "крутизну" спектра. Бывает, что в отдельных участках спектра $\alpha < 0$.

Ранее рентгеновское излучение измерялось в сравнительно узкой полосе (2—10 кэВ). Общая энергия в широкой области (до 3 МэВ) может на два порядка превосходить излучаемую в указанном интервале, как, например, у галактики NGC 4151.

Для 12 галактик с активными ядрами (из них 11 относятся к типу Sy 1) были проведены наблюдения потока излучения в интервале энергии 2—165 кэВ [391]. Величина показателя α в данном интервале приблизительно одна и та же для всех этих объектов, хотя по общей излучаемой энергии они сильно различаются — от $3 \cdot 10^{43}$ эрг/с до $3 \cdot 10^{45}$ эрг/с. На основе полученных данных авторы [391] считают, что излучением сейфертовских галактик можно полностью объяснить наблюдаемое фоновое излучение Метагалактики в области энергий около 160 кэВ. Активными ядрами галактик излучается много энергии в диапазоне нескольких МэВ [392] и даже было зарегистрировано интенсивное γ -излучение. Общая излучаемая энергия может превышать значение $L_{\text{крит}}$, определяемую по формуле (8.3), в 2—20 раз [393].

Наблюдаемое излучение от активных ядер в оптическом и радиодиапазоне линейно поляризовано, причем у объектов типа BL Лас степень поляризации доходит до 50% и меняется со временем. Степень поляризации излучения квазаров и сейфертовских галактик меньше и составляет несколько процентов [36].

Вид распределения энергии в спектрах активных ядер и поляризация излучения привели к выводу о том, что в значительной мере это излучение имеет нетепловую природу, т.е. не является результатом перехода части тепловой энергии в излучение. Известны два механизма нетеплового излучения, дающие степенной непрерывный спектр — синхротронный и обратный комптон-эффект. Линейной поляризацией обладает только излучение, созданное синхротронным механизмом.

Как известно, излучение от Крабовидной туманности и других остатков сверхновых в большей доле синхротронное. Механизм синхротронного излучения был применен для объяснения радиоизлучения галактик и затем для описания излучения активных ядер галактик и для радиогалактик. Подробное изложение многих вопросов, связанных с синхротронным излучением от активных галактик, содержится в монографии [394]. Здесь приводятся лишь некоторые из соотношений, относящихся к происхождению синхротронного излучения и распределению энергии в его спектре.

Известная формула, определяющая частоту излучения $\nu_{\text{мт}}$, испускаемого электроном, двигающимся перпендикулярно однородному магнитному полю, напряженность которого H ,

$$\nu_{\text{мт}} = \frac{eH}{2\pi m_e c} \quad (8.5)$$

при движении с релятивистской скоростью должна быть записана с учетом зависимости массы от скорости

$$\nu_H = \frac{eH}{2\pi m_e c} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (8.6)$$

Период обращения электрона равен $1/\nu_H$. Можно показать [394], что излучение релятивистским электроном с энергией E испускается в пределах конуса с углом раствора

$$\psi \approx \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{m_e c^2}{E}. \quad (8.7)$$

В данном направлении электрон излучает в течение времени (в собственной системе отсчета) $\frac{\psi}{2\pi} \frac{1}{\nu_H} \approx \frac{m_e H}{eH}$. В системе, связанной с наблюдателем, продолжительность вспышки

$$\Delta t \approx \frac{m_e c}{eH} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right). \quad (8.8)$$

Частота ν_c , вблизи которой испускаемое синхротронное излучение *) максимумально (критическая частота), равна $\frac{3}{4\pi} \frac{1}{\Delta t}$, т. е.

$$\nu_c = \frac{3eH}{4\pi m_e c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{3eH}{4\pi m_e c} \left(\frac{E}{m_e c^2}\right)^2. \quad (8.9)$$

Если скорость электрона направлена под углом ϑ к вектору напряженности поля $\vec{H}$, то

$$\nu_c = 6,27 \cdot 10^{18} \sin \vartheta E^2 H \text{ Гц}. \quad (8.10)$$

При заданном распределении электронов по энергиям и одинаковом для всех них значении ϑ , после интегрирования по энергиям с учетом вклада излучения в частотах кратных ν_c , получается следующее выражение для излучательной способности (на 1 см^3):

$$\epsilon_\nu = c_3 H \sin \vartheta \int_0^\infty n(E) F(x) dx, \quad (8.11)$$

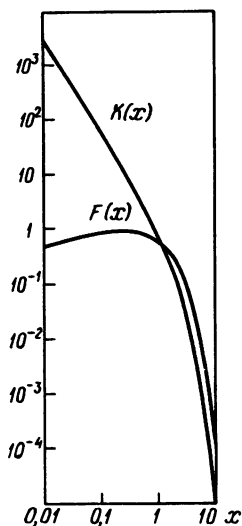
где

$$x = \frac{\nu}{\nu_c}, \quad F(x) = \int_x^\infty K_{3/2}(z) dz, \quad c_3 = 1,87 \cdot 10^{-23} \text{ **}) \quad (8.12)$$

и $K_{3/2}(z)$ — функция Бесселя 2-го рода.

*) Излучение такой природы впервые наблюдалось при экспериментах на синхротроне — отсюда произошло его название.

**) Значения постоянных $c_1, \dots, c_6$ приведены в гауссовой системе единиц.



Р и с. 32. Графики функций $F(x)$ и $K_{3/2}(x)$ (по [394])

Релятивистский электрон, находящийся в магнитном поле, также и поглощает излучение. Коэффициент поглощения определяется соотношением

$$\kappa_\nu = c_3 \frac{c^2}{2\nu^2} H \sin \vartheta \int_0^\infty \frac{n(E)}{E^2} \frac{d}{dE} [E^2 F(x)] dE. \quad (8.13)$$

В случае моноэнергетического распределения электронов

$$n(E) = n^{(0)} \delta(E - E_0) \quad (8.14)$$

величины ϵ_ν и κ_ν выражаются таким образом:

$$\epsilon_\nu = c_3 H \sin \vartheta n^{(0)} F(x), \quad (8.15)$$

$$\kappa_\nu = c_4 \frac{(H \sin \vartheta)^{3/2}}{\nu_c^{3/2}} n^{(0)} K_{3/2}(x), \quad (8.16)$$

где $c_4 = 4,2 \cdot 10^7$. Графики функций $F(x)$ и $K_{3/2}(x)$ представлены на рис. 32. Максимум излучения в спектре приходится на частоту

$$\nu_m = 0,29 \nu_c(E_0). \quad (8.17)$$

При распределении электронов по степенному закону

$$n = n^{(0)} \left(\frac{E_0}{E} \right)^\gamma \quad (8.18)$$

получаются следующие выражения для ϵ_ν и κ_ν :

$$\epsilon_\nu = c_5(\gamma) n^{(0)} (H \sin \vartheta)^{\frac{\gamma+1}{2}} \left(\frac{\nu}{2c_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad (8.19)$$

$$\kappa_\nu = c_6(\gamma) n^{(0)} (H \sin \vartheta)^{\frac{\gamma+2}{2}} \left(\frac{\nu}{2c_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (8.20)$$

Здесь $c_1 = 6,27 \cdot 10^{18}$ и при $\gamma = 2,5 - 3,0$; $c_5 \approx 9 \cdot 10^{-24}$; $c_6 = 8 \cdot 10^{-41}$.

Интенсивность излучения I_ν в случае прозрачной в данной частоте области ($\tau_\nu \ll 1$) зависит от частоты по степенному закону

$$I_\nu \approx S_\nu \tau_\nu \sim \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}} \equiv \nu^{-\alpha}. \quad (8.21)$$

Здесь S_ν — функция источника. Для интенсивности излучения от непрозрачной области — на низких частотах — при $\gamma = 2-3$ получается

$$I_\nu \approx S_\nu \sim \nu^{5/2}. \quad (8.22)$$

В этом случае максимум излучения в спектре приходится на частоту, для которой $\tau \approx 0,35 - 0,65$ и имеет место "низкочастотный завал" спектра.

Полная энергия релятивистских электронов в интервале от E_1 до E_2 при условии (8.18) равна

$$E'_e = N^{(0)} E_0 \int_{E_1}^{E_2} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{\gamma-1} dE, \quad (8.23)$$

а их светимость в однородном магнитном поле

$$L'_s = N^{(0)} E_0^2 c_2 (H \sin \vartheta)^2 \int_{E_1}^{E_2} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{\gamma-2} dE, \quad (8.24)$$

где $c_2 = 2,37 \cdot 10^{-3}$. Величины E'_e и L'_s можно связать соотношением

$$E'_e = \tilde{c}(\alpha, \nu_1, \nu_2) (H \sin \vartheta)^{-3/2} L'_s, \quad (8.25)$$

где

$$\tilde{c} = \frac{2\alpha - 2}{2\alpha - 1} \frac{\nu_1^{\frac{1-2\alpha}{2}} - \nu_2^{\frac{1-2\alpha}{2}}}{\nu_1^{1-\alpha} - \nu_2^{1-\alpha}} \quad (8.26)$$

и ν_1 и ν_2 — частоты "обрезания" спектра синхротронного излучения. При $\alpha \approx 0,7$, $\nu_1 = 10^7$ Гц, $\nu_2 = 10^{11}$ Гц $\tilde{c} \approx 2,8 \cdot 10^7$.

Так как релятивистский электрон излучает в направлении, лежащем в плоскости его вращения, плоскость колебаний электрического вектора остается неизменной и, следовательно, наблюдаемое излучение оказывается поляризованным. При условии (8.14) степень поляризации p зависит от частоты и лежит в пределах от 0,5 до 1,0. В случае степенного распределения электронов по энергиям (8.18) величина p не зависит от частоты и равна

$$p = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 7/3}. \quad (8.27)$$

Проходя через плазму, находящуюся в магнитном поле, синхротронное излучение частично деполяризуется в результате эффекта Фарадея. Этот эффект обусловлен тем, что величины показателя преломления и соответственно фазовой скорости для обыкновенной и необыкновенной волн неодинаковы. Степень поляризации в этом случае

$$p = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 7/3} \left| \frac{\sin \chi_F}{\chi_F} \right|, \quad (8.28)$$

где χ_F — угол поворота плоскости колебаний электрического вектора:

$$\chi_F \approx \frac{2,4 \cdot 10^4 n_e H l}{\nu_6^2} \cos \vartheta \text{ (рад)}. \quad (8.29)$$

Здесь l — путь в парсеках, проходимый излучением, и ν_6 — частота излучения в мегагерцах. Деполяризация оказывается существенной только при достаточно малом значении частоты — в радиодиапазоне. Так, например, если при $\nu = 3$ ГГц ($= 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$), т.е. в радиодиапазоне, $\chi_F = 1$ рад, то при тех же условиях для рентгеновского излучения $\chi_F = 10^{-9}$ рад.

Степенной вид спектра синхротронного излучения может быть искажен по ряду причин. Кроме отмеченного выше влияния поглощения на низко-
частотном конце, на частоте $\nu_{\text{ц}} = \frac{eH}{2\pi mc} (\sin \vartheta)^{-1}$ величина ϵ_ν испытывает

так называемый циклотронный завал ($\epsilon_\nu \sim \nu^\gamma$). При обрыве энергетического спектра (8.18) у E_0 для значений $\nu < 0,3\nu_{\text{ц}}$ должен наблюдаться только "хвост" излучения с наклоном спектра, равным $1/3$.

Спектр излучения может видоизменяться вследствие поглощения тепловыми частицами плазмы. Выражение для интенсивности в этом случае будет иметь вид

$$I_\nu \sim \nu^{\frac{5-\gamma}{2}} (1 - e^{-\kappa_0 l \nu^2}), \quad (8.30)$$

где l — размер источника.

Уменьшение I_ν (экспоненциальный завал) происходит при $\nu < \nu_\tau$ ($T_e \approx 10^4$ К), причем

$$\nu_\tau \approx 10^3 n_e \sqrt{l} \sqrt{\tau_\tau}, \quad (8.31)$$

где τ_τ — оптическая толщина плазмы в частоте ν_τ . Если $\gamma = 2-3$, то $\tau_\tau = 0,55-1,26$. Когда поглощающая плазма находится вне источника, то

$$\tau_\tau = \frac{\gamma - 1}{4}.$$

Экспоненциальный завал спектра синхротронного излучения со стороны низких частот возникает также вследствие того, что показатель преломления электромагнитных волн в плазме отличен от единицы и соответственно фазовая скорость волн превосходит c . В результате угол ψ увеличивается (формула (8.5)). Так как излучение распределяется по более широкому углу, то его доля, приходящаяся на гармоники с меньшим номером, возрастает. Частота ν_s , начиная с которой действует этот эффект (эффект Разина—Цытовича), определяется формулой

$$\nu_s \approx \frac{4\pi n_e c}{H} \approx \frac{20 n_e}{H}. \quad (8.32)$$

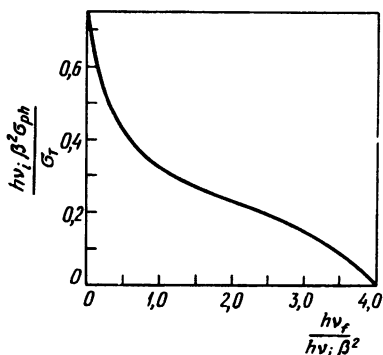
По наблюдаемому положению максимума излучения можно, вообще говоря, оценить величину отношения n_e/H .

В тех случаях, когда имеет место изотропное распределение электронов по скоростям, для ϵ_ν и κ_ν нужно использовать выражения, получающиеся после усреднения (8.11) и (8.13). Усреднение по направлениям требуется также, если магнитное поле является хаотическим. Тогда, в соответствии с [394],

$$\begin{aligned} \langle (H \sin \vartheta)^{\frac{\gamma+1}{2}} \rangle &= \frac{1}{2} \int (H \sin \vartheta)^{\frac{\gamma+1}{2}} \sin \vartheta \, d\vartheta = \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma+5}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma+7}{4}\right)} H^{\frac{\gamma+1}{2}}. \end{aligned} \quad (8.33)$$

Явление, называемое обратным комптон-эффектом и также приводящее к образованию излучения со степенным спектром, состоит в том, что фотон при столкновении с релятивистским электроном отбирает у него часть энергии и становится более "жестким". Теория эффекта изложена в [77]. Сечение рассеяния фотона на электроне σ_{ph} зависит от начальной частоты фотона ν_i , конечной частоты ν и энергии электрона E . Коэффициент излу-

Р и с. 33. График зависимости σ_{ph} от $\frac{h\nu_f}{h\nu_i\beta^2}$
(σ – томсоновское сечение рассеяния (по [77]))



чения ϵ_ν^c , возникающего в результате обратного комптон-эффекта, дается выражением [77]

$$\epsilon_\nu^c = \iint I(\nu_i) \sigma_{ph}(\nu_i, \nu, E) n'(E) dE, \quad (8.34)$$

где $I(\nu_i)$ — интенсивность излучения в частоте ν_i и $n'(E) dE$ — концентрация электронов с энергиями в интервале от E до $E + dE$. Для коэффициента поглощения получается выражение

$$\kappa_\nu^c = \iint \sigma_{ph}(\nu_i, \nu, E) n'(E) dE. \quad (8.35)$$

График зависимости σ_{ph} от величины $h\nu_f/h\nu_i\beta^2$, где $h\nu_f$ и $h\nu_i$ — конечная и начальная энергии фотона соответственно и $\beta = E/m_e c^2$, приведен на рис. 33. Если $\beta h\nu_i \ll m_e c^2$, то средняя энергия, передаваемая фотону,

$$h\nu_f = \frac{4}{3} \beta^2 h\nu_i. \quad (8.36)$$

В том случае, когда распределение электронов и фотонов однородное и изотропное, а энергетический спектр электронов имеет вид (8.18), спектр излучения, образующегося в результате обратного комптон-эффекта, имеет вид

$$I_\nu^c \sim T^{(\gamma-3)/2} \nu^{(1-\gamma)/2}. \quad (8.37)$$

На больших частотах этот спектр экспоненциально обрывается. При условии большой оптической толщины, обусловленной процессом рассеяния излучения на релятивистских электронах, концентрация которых равна $n_{p,3}$, т.е. при выполнении неравенства

$$n_{p,3} \sigma_T l \gg 1 \quad (8.38)$$

($\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ — томсоновское сечение) происходит многократное рассеяние фотонов в плазме, сопровождающееся возрастанием их энергии ("комptonизация" спектра). Результаты расчетов этого процесса, имеющих

важное значение для истолкования спектров излучения активных ядер галактик, приведены в работе [395].

Зависимость интенсивности излучения от частоты в формулах (8.21) и (8.37) одинаковая, и, следовательно, отношение интенсивностей синхротронного излучения и излучения, возникающего при обратном комптон-эффекте, не зависит от частоты. Синхротронное излучение преобладает при условии, что плотность энергии магнитного поля превосходит плотность энергии излучения:

$$\frac{H^2}{8\pi} > \rho_{\text{изл}}. \quad (8.39)$$

При наличии мощного источника синхротронного излучения в среде образующиеся этим источником фотоны сами могут испытывать рассеяние на релятивистских электронах, создавая комптон-синхротронное ("self-compton synchrotron") излучение. Энергия фотонов при этом приближается к энергии электронов.

Рентгеновское ультрафиолетовое и оптическое излучение активных ядер галактик обычно считается синхротронным. По-видимому, это же в большой мере можно отнести и к радиоизлучению. Что же касается инфракрасной области спектра, то для нее возможно существенное влияние совершенно иного фактора — переизлучения энергии пылевыми частицами. Космическая пыль, поглощая ультрафиолетовое и оптическое излучение, нагревается и испускает излучение в низкотемпературной области (100–300 К). Таким образом может создаваться избыток инфракрасного излучения в области 3–100 мкм. Как отмечалось выше, сильное инфракрасное излучение в этой области наблюдается, в частности, в спектрах сейфертовских галактик.

Обзор наблюдательных данных об инфракрасном излучении активных ядер галактик содержится в [396]. Там же проведена оценка количества пыли, необходимого чтобы создать наблюдаемый в инфракрасной области поток излучения. Оказывается, что для того, чтобы обеспечить переизлучение энергии, масса пыли должна составлять около 1% от массы газа, а иногда и больше. Кроме того, пыль должна находиться в двух состояниях: более горячая около ядра и холодная вдали от него. Вопрос о том, могут ли вблизи активных ядер образовываться и сохраняться достаточно долгое время пылевые частицы, остается открытым. Однако в некоторых случаях, например в галактиках типа Sy 2 (в частности, в NGC 1086), присутствие пыли наблюдениями установлено [397], и возможно, что основную долю инфракрасного излучения этих галактик создает излучение пыли.

Существуют сильные источники инфракрасного излучения с очень крутым падением интенсивности в сторону увеличения ν ($\alpha \approx 3$), незаметные в оптической области спектра и являющиеся одновременно слабыми источниками радиоизлучения [392]. Инфракрасный спектр не смыкается с рентгеновским, и поэтому возможно, что излучение в различных областях спектра имеет разное происхождение. Объекты типа BL Lac имеют плоский спектр (α мало) в радиодиапазоне, а с переходом к инфракрасной области и далее — к оптической спектр становится все более крутым, а возрастает. Предполагается, что такое изменение α обусловлено увеличением прозрач-

ности по отношению к синхротронному излучению — источник является оптически тонким для излучения с длиной волны $\lambda < 1$ мкм.

По свойствам инфракрасного излучения многие квазары сходны с объектами типа BL Lac [397]. У тех и других отмечена поляризация излучения в этой области, что указывает на его происхождение под действием синхротронного механизма. Пыль ни в квазарах, ни в лацеридах не обнаружена. Непонятны причины различия в распределении энергии в близкой инфракрасной области спектра у далеких и более близких квазаров. В целом, в проблеме истолкования непрерывных спектров активных ядер галактик остается еще много невыясненного.

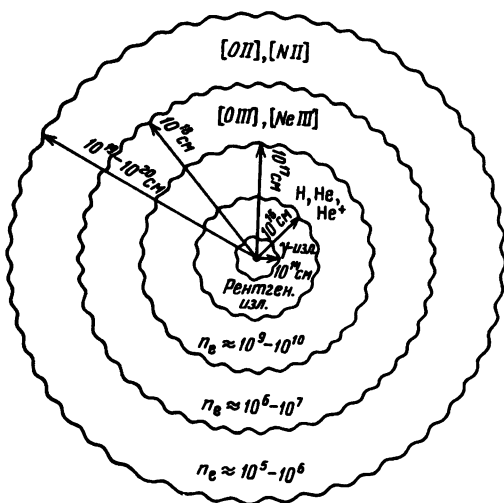
§ 3. Состояние газа в окрестности активного ядра

Мощный источник излучения, находящийся в центре активного ядра галактики, оказывает сильное влияние на состояние газа в обширной области галактики. Излучение ядра в континууме, ионизуя газ, определяет баланс его энергии. Световое давление может вызывать движение газа от ядра с большими скоростями.

Определение физических и динамических характеристик газа в окрестности активного ядра производится путем анализа наблюдаемого спектра галактики с активным ядром. В этом отношении больше всего изучались сейфертовские галактики и квазары. Основой для теоретического анализа спектров и их моделирования послужили многочисленные исследования процессов образования эмиссионных спектров нестационарных звезд и туманностей, выполненные в 50–70-е годы, и результаты этих исследований описаны в ряде обзоров и монографий, например, в [61] и [398].

Эти работы дают возможность по относительным интенсивностям запрещенных эмиссионных линий оценить значения электронной концентрации n_e и электронной температуры T_e в области излучения. По абсолютной интенсивности разрешенных линий в рамках той или иной модели находится масса излучающего газа. Масса атомов, излучающих в запрещенных линиях, получается непосредственно по абсолютной интенсивности линий.

В спектрах ядерной области у сейфертовских галактик присутствуют разрешенные и запрещенные эмиссионные линии. Согласно двухкомпонентной модели газа в окрестности ядра, предложенной в [399], излучение в



Р и с. 34. Двухкомпонентная модель ядра сейфертовской галактики

крыльях разрешенных линий и частично вблизи центра этих линий испускается более близкими к активному ядру слоями газа. Запрещенные линии и узкие компоненты профилей разрешенных линий возникают в более далеких областях, где плотность газа понижена. Схематически двухкомпонентная модель изображена на рис. 34. В области образования широких крыльев бальмеровских линий величина $n_e \gtrsim 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 10^4 - 2 \cdot 10^4 \text{ К}$. Более точные позднейшие оценки привели к значениям $n_e \approx 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Средняя для ряда *Sy* галактик светимость в линии H_β около $10^{41} - 10^{42}$ эрг/с. Если принять, что свечение газа рекомбинационное, то для массы газа, излучающего в широких линиях, получается величина порядка $(5 - 10) M_\odot$. Размер области свечения около 1 пк. Отсюда следует, при учете величины $M_{\text{газа}}$ и значения n_e , что излучающий газ занимает не более 0,001 всего объема этой области. Таким образом, получается вывод об облачной структуре. Число облаков $\sim 10^5 - 10^6$ и их радиусы $10^{13} - 10^{15}$ см. Ширина линии обусловлена движениями облаков со скоростями до нескольких тысяч километров в секунду. Кинетическая энергия, содержащаяся в облаках, $E_{\text{кин}} \approx 10^{50}$ эрг, а время пролета сквозь область излучения составляет 100–200 лет.

Запрещенные линии возникают в газе со значениями $n_e = 10^3 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ и температурой порядка 10^4 К . Имеет место стратификация излучения в линиях, отражающая стратификацию плотности газа в этой области. Там, где образуются линии $[\text{O III}]$, $[\text{Ne III}]$ и узкие части разрешенных линий, значение $n_e = 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$, а общая масса газа $\sim 50 M_\odot$. Линии $[\text{S II}]$, $[\text{N II}]$ и $[\text{O II}]$ возникают в газе с электронной концентрацией $n_e = 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ и протяженностью до 200 пк. Масса содержащегося там газа $(10^3 - 10^4) M_\odot$.

Присутствие сильных эмиссионных линий в спектре ядерной области галактики может служить указанием на вспышку звездообразования в ней и не обязательно должно связываться с активностью ядер типа наблюдаемой у сейфертовских галактик. В работе [400] предлагается отделять галактики типа *Sy* от других объектов по ширине линий (полуширина должна превосходить 250 км/с).

Информация о физическом состоянии газа в облаках получается по наблюдениям относительных интенсивностей линий водорода. Отношение интенсивностей в спектрах активных ядер и квазаров в большинстве случаев не согласуется с теоретическими значениями, рассчитанными для рекомбинационного спектра газа, возбуждаемого ультрафиолетовым излучением. Отношение P_α/H_β в одних работах близко к теоретическому значению для туманностей ($\sim 0,28$), у других — больше. Значение $H_\alpha/H_\beta \approx 3,6 \pm 0,3$ для галактик типа *Sy 1* и $H_\alpha/H_\beta = 3,1 \div 3,4$ для *Sy 2*, тогда как по теории должна получаться величина 2,86 [401]. Это обстоятельство связывается с самопоглощением в линиях, хотя можно приписать его и другим причинам [402].

Что касается отношения L_α/H_α , то теоретическое значение этой величины для туманностей больше 10, тогда как у галактик с активными ядрами $L_\alpha/H_\alpha \approx 1$. Расчеты указанного отношения при учете градиента скорости движения оболочки, произведенные в [403], показали, что в определенных условиях оно может быть порядка единицы и даже меньшим единицы. Когда оптическая толщина среды в линиях бальмеровской серии большая

и достаточно велика плотность газа ($n_e \gtrsim 10^{10} \text{ см}^{-3}$), то возбуждение и ионизация электронным ударом играют существенную роль в распределении атомов по энергетическим состояниям. Состояние газа в подобных случаях оказывается близким к состоянию полной термализации, а рассчитанные при температурах $10^4 \lesssim T \lesssim 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ значения отношения L_α/N_α соответствуют наблюдаемым у галактик с активными ядрами. Согласно рассчитанных в [403] значений P_α/H_β с наблюдениями хуже и, по-видимому, на этой величине сказывается действие еще каких-то факторов, например поглощения на пыли [402]. На такую возможность указывает покраснение в активных галактиках — изменение показателя $B - V$ достигает нескольких десятых звездной величины. Однако поглощение пылью, если и играет роль в случае сейфертовских галактик, не должно сколько-нибудь существенно сказываться на спектрах квазаров, так как в оболочках квазаров трудно допустить наличие значительного количества пыли.

Возбуждение эмиссионного спектра газовых облаков в сейфертовских галактиках рассматривалось в работе [404], где сделан вывод о том, что в процессах нагрева облаков преимущественная роль принадлежит излучению ядра, а не ударным волнам, возникающим при столкновениях облаков. Из условия баланса энергии в [405] были определены размеры облаков. Предполагалось, что нагрев газа обусловлен излучением активного ядра, ионизирующим атомы гелия, а потеря энергии происходит при свободно-свободных переходах и в результате ударного возбуждения и ионизации водорода. Для радиусов облаков в сейфертовских галактиках найдены значения $10^{13} - 10^{14} \text{ см}$, что соответствует более ранним оценкам другими способами. В квазарах размеры облаков оказываются значительно большими — $R_{\text{обл}} = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}$.

Кинематикой излучающего газа определяются профили спектральных линий. На основании наблюдаемой асимметрии линий [O III] у сейфертовских галактик (среда в частотах этих линий прозрачна) был сделан вывод о течении газа наружу (от ядра) со скоростями в несколько сотен километров в секунду. Поток массы составляет $\sim 1 M_\odot/\text{год}$ [406]. Данные наблюдений допускают и иную интерпретацию. Если имеет место значительное экранирование пылью излучения газа, находящегося в противоположной стороне от ядра по отношению к наблюдателю, то наблюдаемый сдвиг эмиссионных линий в сторону коротких волн можно истолковывать как результат течения газа по направлению к ядру. Однако, по крайней мере в одном случае, получены свидетельства течения газа от ядра наружу [407].

Облака газа непрозрачны для излучения не только в водородных линиях, но и в резонансных линиях других атомов и ионов, в частности в линиях C IV, Si IV, NV хорошо видных в спектрах ряда квазаров и сейфертовских галактик. Вычисление теоретических профилей спектральных линий, образующихся в непрозрачной среде, представляет сложную в математическом отношении задачу. При ее решении приходится применять приближенные методы и результаты решения бывают различными в зависимости от тех или иных предположений.

Важнейшими обстоятельствами, которые необходимо учитывать при расчетах профилей линий, является перераспределение по частотам при рассеянии (некогерентность рассеяния) и при наличии градиента скорости в среде выход некоторой доли фотонов из внутренних областей вследствие

эффекта Доплера. Кроме того, очень существенную роль играют геометрические факторы — наличие или отсутствие симметрии.

В одной из первых работ, где при вычислениях были учтены как некогерентность рассеяния, так и движение с градиентом скорости [408], вычислен теоретический профиль спектральной линии, хорошо согласующийся с наблюдаемым профилем линии CIV 1549 Å в спектре квазара PHL 5200. Оболочка вокруг активного ядра предполагалась сферически симметричной, а распределение скорости в ней

$$v(r) = v_{\infty} \left[1 + \frac{\left(\frac{v_0}{v_{\infty}} \right)^{\alpha} - 1}{r} \right]^{1/\alpha} \quad (8.40)$$

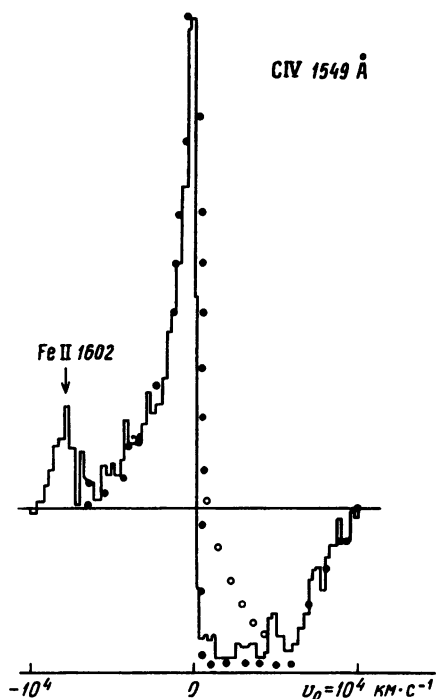
зависящим от значения скорости v_0 на границе ядра и скорости при $r \rightarrow \infty$ (v_{∞}), а также от параметра α . Наилучшее согласие с наблюдаемым профилем получено при $v_0 = 10^4$ км/с, $v_{\infty}/v_0 = 0,05$ и $\alpha = 0$, т.е. для оболочки, в которой движение газа замедленное (рис. 35). В дальнейшем аналогичный расчет был сделан при отказе от предположения о сферической симметрии [409] в распределении рассеивающих атомов, которое задавалось в виде

$$n(r; \vartheta) = f(r) (1 + A \cos^2 \vartheta), \quad (8.41)$$

где ϑ — угол, отсчитываемый от оси вращения и $f(r) = r^{-2} [v(r)]^{-1}$, а $v(r)$ — скорость радиального движения, определяемая выражением (8.40) при

$\alpha = 2$. Распределение (8.41) аппроксимирует дискообразную конфигурацию вокруг ядра. В зависимости от положения диска по отношению к наблюдателю получаются различные профили линии и различное отношение эквивалентных ширин абсорбционной и эмиссионной компонент линии.

Профили линий, образуемых в симметричной оболочке, расширяющейся с ускорением под действием давления излучения центрального источника, вычислялись в ряде работ (см., например, [410, 411]). Подбор значений параметров почти всегда позволяет получать профили, похожие на наблюдаемые, но сделать определенные выводы о характере движений в оболочках квазаров на основе имеющихся моделей нельзя.



Р и с. 35. Профиль линии CIV $\lambda 1549$ в спектре квазара (по [408])

Ситуация усложняется еще возможностью более сильных отклонений от сферической симметрии. Например, когда рассеивающие излучение облака занимают только часть сферы Ω , соотношение между эквивалентной шириной коротковолновой абсорбционной компоненты и эмиссионной компоненты линии сильно зависит от величины Ω [411].

В некоторых случаях удавалось заметить переменность профилей эмиссионных линий у сейфертовских галактик. Характерное время изменений широких линий бывает очень малым — порядка 10^6 с [386], что в общем согласуется с размерами области излучения этих линий. Более удивительными представляются быстрые — за десятки минут — изменения профилей линий [O III] в спектре галактики Sy 2 [412]. Область излучения этих линий имеет размеры порядка 1 пк, и значительные изменения излучения (доходящие до одной трети полного потока излучения в линии, превосходящего 10^{41} эрг $\cdot$ с $^{-1}$) не должны происходить быстрее, чем за годы — время пересечения фотоном области излучения.

Переменность профилей разрешенных линий иногда коррелирует с быстрыми изменениями континуума в ультрафиолетовой области, с отставанием от континуума до одного месяца. В спектре NGC 5548, по наблюдениям, выполненным в КраО, профиль линии H_{β} расширился то в сторону коротких волн — при одной вспышке излучения, то в сторону длинных волн — при другой вспышке. Это может быть связано с односторонностью выбросов газа из ядра. Подобная односторонность продемонстрирована наблюдениями с высоким разрешением [413]. У этой галактики наблюдается неразрешенное ядро, совпадающее с оптическим центром и два диффузных образования общей протяженностью около 6 кпк. Вне ядра запрещенная линия [O III] λ 5007 гораздо интенсивнее, чем H_{β} .

Вывод об асимметрии газовой оболочки также вокруг ядра галактики NGC 4151 сделан в работе [414], где указано на возможность существования либо двух противоположно направленных выбросов из ядра, либо вращающегося диска. Поскольку струевидные выбросы газа характерны для активных галактик (см. гл. IX), то, вероятно, и в галактике NGC 4151 наблюдаемые облака газа, излучающие в запрещенных линиях, произошли в результате выбросов из ядра.

§ 4. Гипотезы о природе активности ядер галактик

При выдвижении гипотезы о природе активности галактических ядер должны предусматриваться ответы на два главных вопроса:

1) каковы источники освобождающейся в активном ядре огромной энергии;

2) какими путями эта энергия преобразуется в наблюдаемые формы — электромагнитное излучение, кинетическую энергию газа, энергию магнитных полей.

Тот факт, что излучение активного ядра связано с присутствием большого количества релятивистских электронов ставит проблему о механизме их образования и от ее решения зависит ответ на вопрос о содержании энергии в протонах и других частицах. Если концентрация релятивистских протонов такова же, как и концентрация электронов, то трудности объяснения энергетики активных ядер становятся еще большими.

В качестве факторов, обеспечивающих энергию, выделяемую в активном ядре, можно предположить:

- а) термоядерные реакции;
- б) превращение гравитационной энергии вещества, падающего в потенциальную яму, в другие виды энергии;
- в) экзотические "первичные" источники энергии.

При термоядерных реакциях, приводящих к превращению $H \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$, в массе M может освободиться энергия порядка $0,01 M c^2$. Для получения энергии в количестве $10^{63} - 10^{64}$ эрг нужно, чтобы такой реакцией была охвачена масса $(10^{11} - 10^{12}) M_{\odot}$, что вряд ли допустимо даже для гигантской галактики.

Переход гравитационной энергии в другие виды происходит, согласно современным представлениям, во многих астрофизических объектах, например при коллапсе звезды, приводящем к вспышке сверхновой, и в рентгеновских источниках, входящих в состав тесных двойных звездных систем. Коэффициент превращения потенциальной энергии может достигать 0,4.

Если принять, как это часто делается, что в активном ядре происходит аккреция на черную дыру, то светимость источника равна

$$L = K c^2 \frac{dM}{dt}, \quad (8.42)$$

где dM/dt — скорость притока массы. При сферической аккреции коэффициент $K = 0,4$, а при дисковой аккреции $K = 0,1$. Поступление массы в ядро может обеспечиваться потоками газа из собственной галактики или притекающего из других галактик, а также газа, возникающего при распаде звезд вблизи массивного центрального тела вследствие приливов или столкновений. При наличии у захватываемого газа углового момента он образует аккреционный диск [415].

Важная роль в стимулировании активности ядер галактик взаимодействием с соседними галактиками уже отмечалась выше. Данные работы [416] подтверждают это, так как оказывается, что активность в ядре повышена у галактик, обладающих близкими спутниками. Возможно, что повышение активности в какой-то степени вызвано перетеканием вещества от спутника. Надлежащих исследований процесса перетекания вещества от одной галактики к другой пока не выполнено.

В работе [417] отмечается существенная трудность, встречающаяся в модели, связывающей излучение активного ядра с присутствием аккреционного диска. Температура диска определяется соотношением

$$T = 5 \cdot 10^7 \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/4} \text{ К}, \quad (8.43)$$

и поэтому он должен испускать излучение главным образом в ультрафиолетовой области спектра. Даже при учете его последующей комптонизации вряд ли можно обеспечить наблюдаемое жесткое рентгеновское излучение активных ядер, так как для этого требуется температура до 10^{12} К в области размерами $10^{17} - 10^{18}$ см. По-видимому, должен существовать и нетепловой источник излучения, природа которого неизвестна и который обуславливает вспышки излучения в рентгеновской и γ -областях.

Механизм предполагаемого перехода потенциальной энергии аккрецируемого вещества в наблюдаемое излучение не установлен. В электромагнитных моделях предполагается образование вблизи центрального объекта сильных электромагнитных полей, энергия которых обеспечивает наблюдаемые вспышки излучения. Если принять, что ситуация в активных ядрах аналогична существующей в пульсарах, то поток выходящей энергии представляет собой поток Пойнтинга, и тогда светимость объекта L связана с напряженностью магнитного поля H соотношением

$$L = 10^{11} R^2 H^2 \text{ [эрг/с]}, \quad (8.44)$$

где R — радиус области, пронизанной магнитным полем [417]. По предположению в этой области электроны ускоряются магнитным полем и испускают вместе с тем синхротронное излучение. Поскольку в данном случае плотность энергии релятивистских электронов того же порядка, что и плотность энергии поля, то оптическое синхротронное излучение должно сопровождаться рентгеновским излучением сравнимой интенсивности, создаваемым при обратном комптон-эффекте.

Представление о наличии магнитных полей в активных ядрах галактик, их напряженности и геометрии можно составить по данным о переменности интенсивности и поляризации синхротронного излучения. В этом отношении особенно интересны объекты типа BL Lac, у которых во время вспышек излучения в различных диапазонах длин волн происходят и сильные изменения поляризации, как по величине — p возрастает от $\sim 20\%$ до $(30-40)\%$, — так и по углу, который меняется на десятки градусов. Характерное время таких изменений может составлять несколько часов или быть порядка суток (см., например, [418] и [419]).

Аналогичное явление быстрой переменности блеска, сопровождавшейся изменениями поляризации излучения, наблюдалось также у квазаров ([420] и [421]). Факты быстрого изменения поляризации излучения свидетельствуют об изменении ориентации магнитного поля в малых масштабах ($R \leq 10^{15}$ см), т.е. о запутанности поля в активном ядре.

Вспышка нетеплового синхротронного излучения возможна, если в области, содержащей магнитное поле, появилось значительное количество релятивистских электронов или уже имевшееся облако релятивистских электронов попало в область более сильного поля. Как в том, так и в другом случае интенсивность синхротронного излучения, определяемая через (8.24), должна возрасти. В работе [422] принято, что излучение при вспышках вызывается появлением облака релятивистских электронов, затем быстро расширяющегося. При адиабатическом расширении для оценки скорости потери энергии E применимо соотношение

$$\frac{dE}{dt} \approx -\frac{v}{r} E, \quad (8.45)$$

где скорость расширения облака v сравнима со скоростью света.

Из (8.45), при радиусе облака порядка 10^{14} см, следует время потери энергии около $10^4 - 10^5$ с. Одновременно с расширением должна происходить потеря энергии на синхротронное излучение и обратный комптон-эффект, т.е. расширение на самом деле происходит не адиабатически.

Скорость потери энергии определяется уравнением [394]

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -(\xi_g + \xi_c) \epsilon^2, \quad (8.46)$$

где

$$\xi_g = 2,37 \cdot 10^{-3} H_1^2, \quad \xi_c = 3,97 \cdot 10^{-2} \rho_{изл} \quad (8.47)$$

и ϵ — энергия релятивистского электрона.

Время уменьшения энергии в K раз вследствие излучения

$$t_{\text{высв}} \approx \frac{K}{\epsilon_0} \frac{1}{\xi_g + \xi_c}. \quad (8.48)$$

В работе [423] приводится характерное значение $\epsilon_0 \approx 10^8 m_e c^2$ для областей, дающих усиленное излучение в выбросе из активного ядра галактики Сеп А — так называемых "узлов". Если принять, что начальная энергия релятивистских электронов такая же и вблизи активного ядра, то для времени уменьшения энергии от ϵ_0 до $0,01 \epsilon_0$ в результате синхротронного излучения получается оценка

$$t_{\text{высв}} \approx 10^3 H_1^{-2}. \quad (8.49)$$

При наблюдаемых значениях $t_{\text{высв}} = 10^4 - 10^5$ с величина магнитного поля вне области вспышки оказывается порядка $0,1 - 1$ Гс. Такую величину можно ожидать на расстояниях $0,1 \div 1$ пк от ядра [423]. Это дает основания полагать, что облака релятивистских электронов появляются на значительных расстояниях от центра активного ядра. Для полной энергии излучения во время вспышки $\Delta L_x \approx 10^{50}$ эрг и принятого выше значения ϵ_0 начальная концентрация релятивистских электронов составляет $n_r \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$, а их общее число — $10^{48} - 10^{49}$.

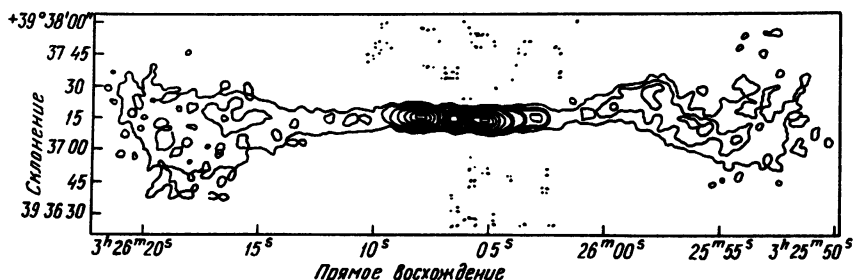
Механизм быстрого образования такого количества релятивистских электронов остается невыясненным, как и механизм предполагаемого в существующих моделях активного ядра образования релятивистских электронов в самом центре ядра — в области, радиус которой $\leq 10^{15}$ см. В следующей главе, где рассматриваются выбросы из активных ядер галактик, снова придется встретиться с проблемой образования релятивистских электронов, причем вдали от ядра.

СТРУЕВИДНЫЕ ВЫБРОСЫ ИЗ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

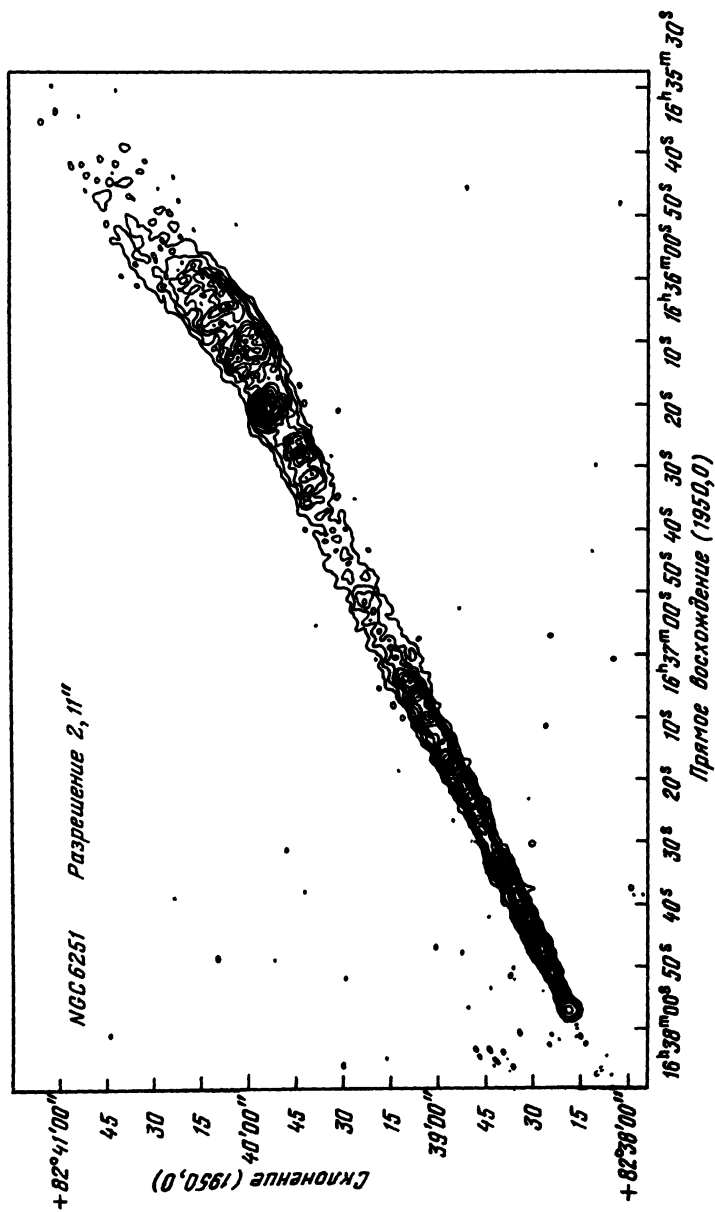
Область проявления активности ядра галактик не ограничивается ближайшей окрестностью ядра. Из существования протяженных радиоисточников следует, что происходит перенос энергии от активного ядра за пределы галактики на сотни килопарсек. Вопросы о формах освобождения энергии в активном ядре и конкретных способах ее переноса остаются дискуссионными, но наблюдения, произведенные в конце 70-х — начале 80-х годов, показали, что имеет место коллимация потока энергии: она переносится вдоль сравнительно узкого канала, часто имеющего прямолинейную форму и поэтому называемого струей. Описание наблюдаемых свойств таких струй дано в § 1 главы. На этой основе в следующем параграфе проводятся оценки различных физических характеристик вещества, содержащегося в струях. В § 3 обсуждаются предлагавшиеся модели струй. Возможные формы взаимодействия струевидных выбросов с окружающей их средой рассмотрены в последнем параграфе.

§ 1. Структура и внешние характеристики струевидных выбросов

Большая часть внегалактических источников радиоизлучения (около 3/4) относится к протяженным источникам. Они обычно состоят из двух "радиолопастей" ("lobes"), находящихся одна от другой на расстояниях в сотни килопарсек (иногда достигающих до нескольких мегапарсек), а между ними расположена "родительская галактика" (рис. 36). Нет сомнения в том, что "лопасти" возникли в результате выброса из галактики в противоположных направлениях каких-то носителей энергии. Обнаружение свечения струевидных выбросов из галактик в направлении лопастей, являющихся "мостиками" между галактикой и радиолопастями, явилось свиде-



Р и с. 36. Двусторонний выброс из радиогалактики (радиоизофоты) (ER5)



Р и с. 37. Радиоизофоты одностороннего выброса из галактики (по [AJ])

тельством существования каналов, по которым происходит перенос энергии от активного ядра галактики в радиолопасти.

Толщина струй ("jets") обычно невелика по сравнению с их длиной, составляющей десятки, а в некоторых случаях и сотни килопарсеков. Струи наблюдаются преимущественно у более слабых радиоисточников (с мощностью излучения $10^{42} - 10^{44}$ эрг/с) и реже у сильных источников [424]. Однако около половины известных квазаров с плоским спектром излучения ($\alpha \approx 0$) обладают струевидными структурами [425]. При оценке этого обстоятельства следует учитывать трудности наблюдений далеких источников. Однако в любом случае из имеющихся данных следует, что мощность излучения струи по отношению к общей мощности излучения источника больше у слабых источников.

Как известно [426], протяженные источники не вполне симметричны — радиолопасти находятся на различных расстояниях от центральной галактики и, как правило, более слабый компонент находится дальше от нее, чем сильный. Асимметрия особенно сильно проявляется для струй — менее чем для 20% слабых радиоисточников отношение мощностей излучения противоположных струй не превосходит 2. У мощных радиоисточников со светимостью, превосходящей 10^{44} эрг/с, наблюдаются односторонние струи (рис. 37).

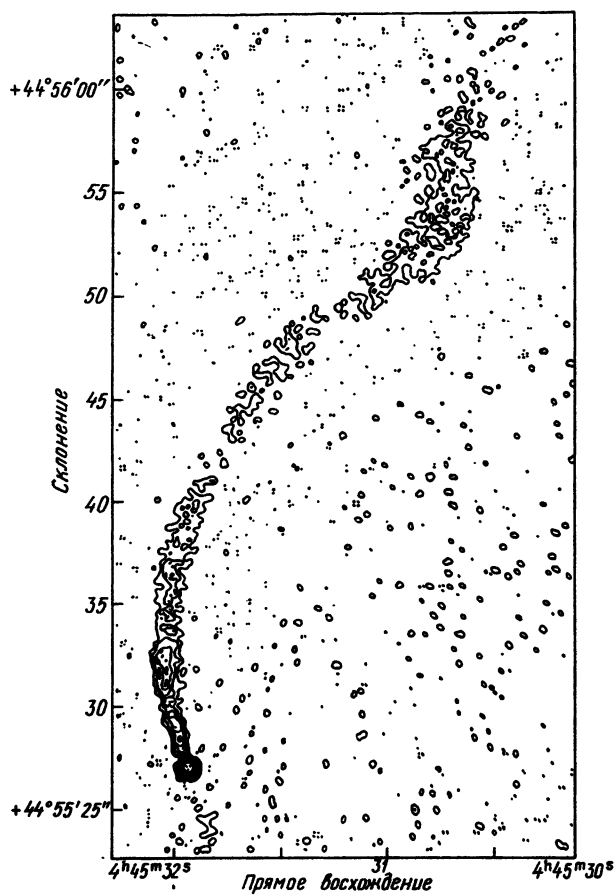
Ширина струи возрастает пропорционально расстоянию от галактики, так что форма струи коническая, с малым углом раствора конуса ($3 - 5^\circ$). Однако встречаются струи, у которых ширина меняется скачком. В ряде случаев радиоструи остаются прямолинейными на значительном протяжении, как, например, изображенные на рис. 36 и 37, но часто бывают и сильно изогнутыми (рис. 38). В струях случаются резкие изломы и волнообразные извивы ("wiggles").

Излучение струи меняется по ее длине немонотонно. В струе существуют области с повышенной (часто более чем на порядок) интенсивностью излучения — узлы "knots", или "горячие пятна". Горячие пятна имеются и в радиолопастях. Во многих случаях струя представляется состоящей из отдельных образований, т.е. прерывистой струей (рис. 39). Промежуточные области не дают излучения в сантиметровом радиодиапазоне. Чем выше разрешение при наблюдениях, тем лучше выделяются области повышенного свечения и сильнее выявляется неоднородность струй. Довольно часто изображение струи в радиочастотах представляет собой последовательность узлов. Интенсивность излучения от гладко меняющейся более слабой компоненты уменьшается с расстоянием от галактики $\sim r^{-1.5}$.

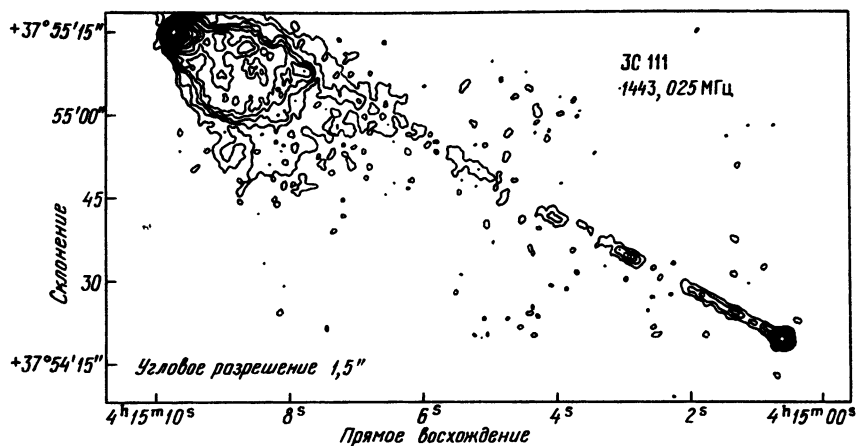
Радиояркость в головной части струи при вхождении ее в радиолопасть повышенная, и в этой области градиент яркости по радиусу больше, чем в других областях струи.

Радиоизлучение струй в сантиметровом диапазоне обладает сильной линейной поляризацией — от 20 до 50%, а иногда достигающей до 60% [425]. На этом основании излучение струи считают обусловленным синхротронным механизмом. Спектральный индекс (для сантиметрового диапазона) в формуле (1.15), обычно мало меняющийся вдоль струи, равен $\alpha = 0,6 \pm 0,15$.

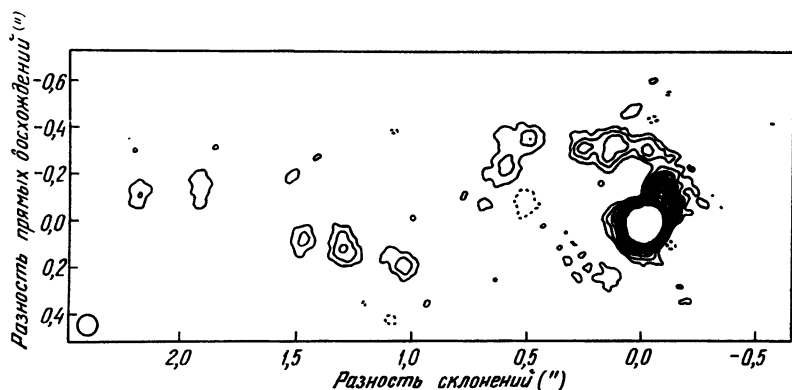
Из поляризметрических наблюдений определяются конфигурация магнитного поля и величина вращения плоскости поляризации в плазме струи. Направление поля в самых ярких струях параллельно оси струи. У более



Р и с. 38. Изогнутая "струя" (по [А])



Р и с. 39. Радиоизофоты выброса из галактики 3C 111 (по [А])



Р и с. 40. Радионизофоты выброса из галактики 3C 418 (по [AJ])

слабых источников оно вначале параллельно оси, но затем становится преимущественно перпендикулярным к направлению струи [424]. У самых слабых радиогалактик магнитное поле, как правило, с самого начала струи перпендикулярно ее оси. Вращение плоскости поляризации в плазме, находящейся внутри струи, незначительно, и поэтому концентрация тепловых частиц в ней не должна превышать 10^{-3} см^{-3} .

Приведенные выше данные характеризуют крупномасштабную структуру струй, так как они получены с разрешением порядка $1''$. Применение радиоинтерферометрии с очень большой базой (VLBI) позволило получить данные о мелкомасштабной структуре ядер активных галактик и образующихся вблизи них струй. Достижимое разрешение — порядка 10^{-4} секунды дуги, что при расстоянии в 200 Мпк соответствует $\sim 0,1$ пк. В работе [427] дана сводка наблюдений с VLBI 52 объектов.

Распределение радиояркости в масштабах 1–10 пк вблизи активного ядра оказывается очень неоднородным. Область свечения состоит из ряда сгущений или узлов, как, например, в радиогалактике 3C 418 ($z = 0,0176$) (рис. 40). Эти образования создают вытянутую в том же направлении, что и крупномасштабная струя, конфигурацию. Иногда струя, выделенная при наблюдении с VLBI, переходит в крупномасштабную струю (например, в 3C 345). Магнитное поле вытянуто в том же направлении.

Почти четвертая часть всех внегалактических источников радиоизлучения представляет собой компактные образования с угловым радиусом меньше $2''$. Обычно это удаленные объекты большой светимости. У некоторых из этих источников (линейные размеры их соответствуют галактикам) наблюдаются односторонние струевидные выбросы. Излучение таких источников обладает плоским спектром ($\alpha < 0,5$). Структура струй аналогична наблюдаемой у протяженных источников — они состоят из отдельных ярких узлов на слабом фоне. Струи, видимые с разрешением $\sim 1''$, являются продолжением выбросов, фиксируемых при наблюдениях с VLBI (разрешение $0,001''$). В ряде случаев вблизи ядра струя сильно искривлена, что хорошо видно на рис. 40.

Очень интересным обстоятельством, установленным при наблюдениях с VLBI, является переменность видимой структуры излучения, исходящего

из околоядерных областей. В частности, меняется расстояние между узлами, причем изменения оказываются настолько быстрыми, что если их трактовать как результат относительного смещения объектов, то скорости движений превосходят скорость света. О возможных способах истолкования этого явления сказано ниже, в § 3.

В протяженных источниках трудно ожидать быстрых изменений потока радиоизлучения, так как для того, чтобы быть замеченными, они должны происходить в масштабах многих килопарсек. Что же касается компактных радиоисточников и ядерных областей радиогалактик, то у них наблюдается переменность потока как на высоких частотах, так и низкочастотная. Около половины объектов с плоским спектром ($\alpha < 0,5$) характеризуются переменностью длинноволнового излучения ($\lambda > 20$ см) с амплитудами 5–10% потока в тех же частотах. У источников с обычным спектром переменность встречается в несколько раз реже [428]. Больше всего переменных источников относится к квазарам и лацертидам.

Излучение с более короткими длинами волн у многих компактных радиоисточников (и в околоядерных протяженных областях) также во многих случаях переменное. Характерное время изменений составляет от нескольких суток до нескольких недель. Как и для низких частот, высокочастотная переменность может быть представлена последовательностью частично перекрывающихся вспышек излучения. Для низкочастотных изменений характерное время больше, чем для высокочастотных — от нескольких месяцев до нескольких лет. В периоды сильной активности BL Лас вспышка сначала наблюдается на большой частоте и затем происходит дрейф в сторону малых частот. Размеры областей, в которых освобождается энергия вспышки, не могут превосходить $10^{16} - 10^{17}$ см.

Особенно быстрые изменения наблюдались у нескольких объектов на коротких волнах ($\lambda \approx 3,3$ мм). У объекта OV-236 за несколько дней поток увеличился в четыре раза [429]. У квазара 3C 273 на волне 13,5 мм наблюдались изменения потока в масштабе часов на 15–25% (одна вспышка за час на 25%) [430]. Эти данные приводят к выводу об еще меньшем начальном размере области вспышки: $R < 10^{15}$ см.

В ряде случаев наблюдаются струи, исходящие из активных ядер и дающие заметное излучение в оптической области спектра. Оптическое излучение струй заметно только в близких к ядру областях, иногда лишь до расстояний в несколько килопарсек. Связь оптических струй со струями, излучающими в радиодиапазоне, не вызывает сомнений — она следует, прежде всего, из равенства позиционных узлов для тех и других образований. Наиболее известным является выброс из галактики M 87, состоящий из нескольких узлов (рис. 41). В табл. 9.1 содержатся данные об оптических струях, обнаруженных до 1984 г. [431, 432].

Все оптические выбросы являются односторонними. Выбросы из ядер M 87 (Vir A) и NGC 5128 (Cen A) являются протяженными источниками рентгеновского излучения.

Структура всех достаточно хорошо изученных оптических струй сходна — они состоят из отдельных узлов размерами порядка 0,1–1 кпк. Расстояния между узлами в оптическом излучении в несколько раз превосходят размеры узлов.

Т а б л и ц а 9.1

Свойства оптических струй в активных галактиках

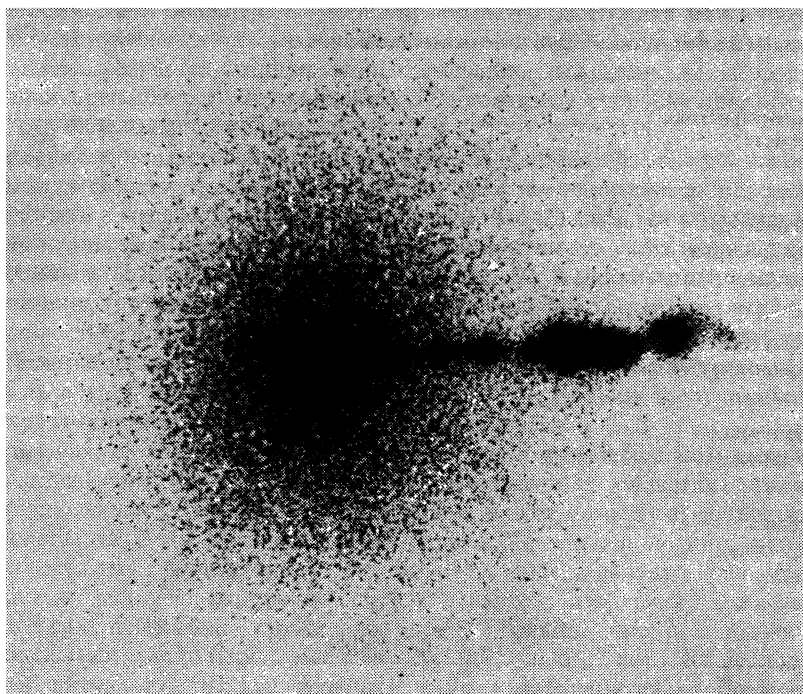
Характеристика объекта	Объект				
	М 87	3C 273	3C 66B	3C 31	3C 277,3
Длина про- екции струи в кпк	1,8	39	30	17	80 *)
Излучение в континууме	есть	есть	есть	есть	есть
Излучение в линиях					есть
Длина проекции радио- струи в кпк	80	42	45	500	

Т а б л и ц а 9.1 (окончание)

Характеристика объекта	Объект				
	NGC 5128	DA 240	NGC 7385	3C 120	3C 293
Длина про- екции струи в кпк	40 **)		11		13
Излучение в континууме	есть	нет	нет	нет	
Излучение в линиях	есть	есть	есть	есть	есть
Длина проекции радио- струи в кпк	40			83	70

*) Состоит из трех узлов.

**) Состоит из трех отдельных узлов размером ~1,5 кпк каждый.



Р и с. 41. Выброс из ядра галактики М 87. Снимок недодержан и на нем видна только центральная область галактики

Помимо указанных в табл. 9.1, известен еще ряд галактик, у которых наблюдается оптическое излучение в эмиссионных линиях из обширной области, близко совпадающей с областью радиоизлучения [432]. К ним относится, в частности, объект 3С 305, размерами 3 кпк, у которого морфология излучающей области очень сходна с тем, что показывают наблюдения окрестностей активного ядра у радиогалактик. Возможно, что эмиссионным спектром обладает и излучение из областей, прилегающих к оптической струе в галактиках М 87, 3С 31 и других [432].

Оптическое излучение из радиолопастей [433] наблюдалось у 16 протяженных внегалактических источников из общего числа 21 изученных. Положение оптического источника близко к наблюдаемому пику радиоизлучения, и оптическое излучение чаще наблюдается в той из радиолопастей, которая дает более сильное излучение.

Выше дана лишь краткая сводка результатов многочисленных исследований струевидных выбросов. Каждый из объектов обладает своими особенностями. Однако на основании уже имеющихся к настоящему времени данных можно считать установленным, что направленный перенос энергии от активного ядра галактики на большие расстояния является специфическим процессом, общим для всех типов активных ядер. Быстрая переменность излучения представляет собой характерную черту активности ядра, указывающую на дискретность процесса освобождения энергии.

§ 2. Физические условия в выбросах из активных ядер

В некоторых случаях значения физических величин, характеризующих состояние струи, оцениваются непосредственно из наблюдений; например, верхняя граница концентрации тепловых электронов находится по наблюдаемой деполяризации излучения. Что же касается других параметров — напряженности магнитного поля, энергии и концентрации релятивистских электронов, скорости увеличения размеров радиоисточников, — то для их оценки приходится делать различные предположения, которые не удастся обосновать. Широко используется предположение о равномерном распределении магнитной энергии и энергии релятивистских частиц. При распределении релятивистских электронов по энергии в виде (8.18) и пренебрежении энергией, содержащейся в других частицах, условие равномерного распределения имеет вид

$$\frac{H^2}{8\pi} = n_0 E_0 \int (E) \left(\frac{E_0}{E} \right)^{\gamma-1} dE. \quad (9.1)$$

Светимость L'_s однородного источника излучения, объем которого равен V , при учете (9.1) равна

$$L'_s = c_2 \sin^2 \vartheta \frac{H^4}{8\pi} \frac{\int_{E_1}^{E_2} E^{-\gamma+2} dE}{\int (E) E^{-\gamma+1} dE}. \quad (9.2)$$

В выражении (9.1) интегрирование должно производиться по всему интервалу энергий релятивистских электронов, а светимость определяется для некоторой полосы частот.

Равенство энергий поля и релятивистских частиц может быть достигнуто лишь путем "запутывания" поля, которое происходит за время порядка срока перемешивания в турбулентной среде. Таким образом равномерное распределение энергий возможно, если продолжительность существования источника превосходит характерное время перемешивания, но вопрос о том, насколько это условие реализуется в конкретных источниках, не решен.

Кроме того, при равномерном распределении подразумевается равенство энергии поля и энергии всех частиц высокой энергии, а о содержании энергии в протонах данных нет. Обычно считается, что в протонах содержится такая же энергия, как и в релятивистских электронах, но на самом деле энергия протонов может быть в сотни раз больше! Указанные обстоятельства делают имеющиеся оценки напряженности магнитного поля в струях ненадежными. Однако можно с уверенностью считать, что напряженность поля превосходит 10^{-6} эрстед, иначе, согласно (8.39), основную роль должно было бы играть излучение, возникающее при обратном комптон-эффекте, и наблюдаемое излучение не оказывалось бы поляризованным. По-видимому, приводимые в литературе значения напряженности для удаленных от родительской галактики областей струи $H = 10^{-4} - 10^{-5}$ Э являются правдоподобными, поскольку они подтверждаются и другими соображениями.

Для однородного непрозрачного протяженного источника, имеющего видимый угловой размер ϑ , величина H находится по формуле (8.10) в сочетании с (8.22) [434]:

$$\nu_c \approx f(\gamma) H^{1/5} \left(\frac{S_c}{\vartheta^2} \right)^{2/5} (1+z)^{-1/5} \text{ ГГц}, \quad (9.3)$$

где S_c — поток излучения, а множителем $(1+z)^{-1/5}$ учитывается влияние красного смещения. Функция $f(\gamma)$ меняется медленно, и $f(2) = 8$. В тех случаях, когда ν_0 составляет несколько гигагерц, $E_{\text{поля}} \ll E_{\text{рел.эл.}}$, т.е. равномерного распределения энергии нет [434].

Направление магнитного поля в струях определяется, как уже отмечалось в § 1, по наблюдениям поляризации излучения. Излучение может быть поляризованным и при отсутствии упорядоченного поля. Так, например, если запутанное поле ограничено перпендикулярными оси струи плоскостями (находится в цилиндрическом слое), то должно наблюдаться поляризованное излучение, причем степень поляризации будет сильно зависеть от угла наклона струи к лучу зрения [435]. Часто для объяснения перпендикулярности поля оси струи, его предполагают спиральным.

Из формулы (8.46) получается соотношение, определяющее характерное время потери энергии (высвечивания) релятивистскими электронами с энергией E

$$t_{\text{высв}} \approx 10^3 E^{-1} H^{-2} \text{ с}. \quad (9.4)$$

При $H \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ Э, согласно (8.10), основная энергия в области частот ~ 1 ГГц излучается релятивистскими электронами с энергиями порядка 10^{-2} эрг. Соответственно для времени высвечивания получается сравнительно малое значение $10^{13} - 10^{14}$ с. Время существования радиоисточников и, в частности, струй в большинстве случаев не может быть меньше чем $10^{15} - 10^{16}$ с. Следовательно, релятивистские электроны такой энергии, излучение которых наблюдается, не могли быть непосредственно вынесены из ядра. Таким образом, с необходимостью вытекает вывод о возникновении релятивистских электронов "на месте", предположительно в области "горячих пятен". "Оптические" электроны теряют свою энергию гораздо быстрее, за $10^8 - 10^9$ с. Испускание оптического и тем более рентгеновского синхротронного излучения из областей, находящихся в нескольких килопарсеках от активного ядра (как, например, в струях, наблюдаемых в M 87 и Сеп А), делает заключение об образовании релятивистских электронов вне активного ядра совершенно очевидным.

Так как при данной напряженности магнитного поля быстрее высвечиваются электроны с большой энергией, то со временем распределение их по энергиям становится более крутым. Изменение спектра релятивистских электронов $N(E, t)$ со временем описывается уравнением

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left[N(E, t) \frac{dE}{dt} \right] = q(E, t), \quad (9.5)$$

где $q(E, t)$ — функция источников релятивистских частиц. Изменение α в интервале частот от ν_1 до ν_2 (при $q = 0$) со временем дается

формулой [436]

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{\gamma_0 - 2}{\ln \frac{\nu_2}{\nu_1}} \ln \left\{ \frac{1 - \mu H_x^2 E_1 t}{1 - \mu H_x^2 E_2 t} \right\}. \quad (9.6)$$

Здесь γ_0 — показатель спектра возникающих и затем высвечивающихся релятивистских электронов,

$$H_x^2 = H^2 + H_{3K}^2, \mu = 1,57 \cdot 10^{-3}, \quad (9.7)$$

где H_{3K} — напряженность "эквивалентного" поля (соответствующего плотности фонового микроволнового излучения), и

$$E_i = \left(\frac{\nu_i}{1,41 \cdot 10^{18} H} \right)^{1/2}. \quad (9.8)$$

Значение α в пределах струи обычно мало меняется, оставаясь близким к 0,6, тогда как через промежуток времени

$$\Delta t = \left(\frac{1,2 \cdot 10^{24}}{\nu_0 H^3} \right)^{1/2} c \quad (9.9)$$

должен возникать экспоненциальный завал наблюдаемого спектра излучения при $\nu > \nu_0$. Однако замены степенного спектра экспоненциальным не происходит и это свидетельствует о непрерывном возобновлении релятивистских электронов в струе, причем распределение новых частиц по энергии должно быть во всех областях струи одинаковым [436].

Содержание тепловых частиц в струе оценивается на основе поляризационных наблюдений. Если считать, что струя представляет собой круговой цилиндр диаметра d , перпендикулярный лучу зрения, то "фарадеевское вращение" плоскости поляризации для длины волны λ определяется соотношением [437]

$$F_c = 0,16 n_e H \lambda^2 d \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}, \quad (9.10)$$

где n_e — концентрация электронов в см^{-3} , H — величина напряженности поля в микроэрстедах, λ измеряется в сантиметрах и d — в килопарсеках. По этой формуле при наличии деполаризации оценивается значение n_e (H находится из условия равномерного распределения энергии). Для плоского слоя значение n_e находится при условии известной разницы в степени поляризации излучения в двух длинах волн, в частности из выражения [438]

$$n_e = \frac{(RM)_6^{20} (\text{рад} \cdot \text{м}^{-2})}{400 \dot{H} (\text{мкГс}) / \text{кпк}}, \quad (9.11)$$

где $(RM)_6^{20}$ — мера вращения плоскости поляризации для частоты 6 ГГц по отношению к частоте 20 ГГц.

Для различных источников значения величины n_e лежат в промежутке $10^{-3} - 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ [439]. Излучение из областей, где значение n_e выше, — часто это имеет место в горячих пятнах — слабо поляризовано или совсем не поляризовано. У радиогалактики 3С 236 — самой большой по длине проекции $6,1 h_{50}^{-1} \text{ Мпк}$ — отмечена малая деполаризация, что указывает

не только на низкую концентрацию тепловых электронов в выбросах ($n \approx (2-6) \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$), но и на очень малую плотность окружающей среды ($n \lesssim 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$) [440].

Скорость увеличения размеров радиогалактик оценивалась в работе [441] из статистических соображений. Ранее неоднократно рассматривались теоретические (см., например, [442]) распределения величины отношения

$$Q = \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \Phi}{1 - \frac{v}{c} \cos \Phi}, \quad (9.12)$$

где v — скорость движения "горячего пятна" в удаляющейся и приближающейся компоненте соответственно и Φ — угол, составляемый линией, соединяющей источники, с лучом зрения. Значение Q связано с наблюдаемым отношением яркостей обоих компонент радиоисточника [443]

$$Q = \left(\frac{S_1}{S_2} \right)^{\frac{1}{3+\alpha}}, \quad (9.13)$$

и поэтому можно из сравнения теоретического распределения с наблюдаемым находить величину v .

Как показано в [441] для большой выборки радиогалактик, среднее значение отношения Q/l (где l — длина проекции на небесную сферу расстояния $2r$ между радиолопастями) не зависит от l . Это истолковывается как следствие постоянства скорости v за время существования T протяженного источника радиоизлучения. Если принять, что время T для всех источников одинаково, то распределение по v можно заменить распределением по размерам ($2r$) и далее получить распределение $p(l)$. Наблюдаемое распределение по l находится в согласии с теоретической функцией распределения, рассчитанной в предположении об одинаковом значении скорости v для всех источников

$$p(l) = \frac{3}{r_{\max}} \frac{l}{r_{\max}} \sqrt{1 - \frac{l^2}{r_{\max}^2}}, \quad (9.14)$$

при $r_{\max} = 5 \text{ Мпк}$ и $v = 0,03 c$. Этот результат показывает, что модель радиогалактик, предполагавшая разлет двух облаков плазмы в противоположные стороны с релятивистскими скоростями, не соответствует действительности. Соответственно наблюдаемую асимметрию двойных радиогалактик нельзя связывать, как это делалось в [443], с релятивистскими эффектами.

Полученное значение скорости v не относится непосредственно к струям и не характеризует скорости движения вещества в них. Движения в струях зависят от того, каким образом в них переносится энергия от центрального источника. Было предложено несколько возможных механизмов переноса энергии в струях; они обсуждаются в следующем параграфе.

§ 3. Модели струевидных выбросов

В любой модели струй должны найти объяснение наблюдаемые факты, относящиеся к переносу энергии вдоль струй:

а) перенос больших количеств энергии (до 10^{48} эрг/с) на расстояния до нескольких Мпк;

б) направленность переноса — прямолинейность струй на расстояниях в сотни килопарсек и приблизительное совпадение направления распространения энергии при различии пространственных масштабов до 10^6 раз;

в) большая скорость распространения энергии ($\geq 0,01$ с);

г) возникновение на расстояниях в сотни килопарсек от центра активности (ядра галактики) большого количества релятивистских электронов.

Ни одной из предложенных до настоящего времени моделей вся совокупность фактов не объясняется. Гипотезы о природе струевидных выбросов разделяются на две группы:

1. Гидродинамические модели. Носителем энергии являются плазменные струи, выбрасываемые из активного ядра галактики в противоположных направлениях с релятивистскими скоростями.

2. Баллистические модели. Носителем энергии являются отдельные образования, более или менее компактные, содержащие релятивистские электроны или способные их генерировать.

Модель плазменных релятивистских струй подробно описана в работе [444]. Вначале коллимация таких струй связывалась с действием внешнего газового давления, причем характерное расстояние для формирования струй должно составлять сотни парсек. Поскольку позднейшие наблюдения показали, что струевидные выбросы формируются вблизи активного ядра, на расстояниях не более нескольких парсек, то после этого стало ясным, что указанный механизм коллимации струй не имеет места в реальных галактиках. В связи с таким выводом рассматривались более сложные способы образования и коллимации струй вблизи вращающейся черной дыры, по предположению находящейся в активном ядре галактики ([445], [446], [447], [448]). Несмотря на множество предложенных механизмов, проблема энергетике струй все еще далека от решения.

В модели релятивистских струй наблюдаемые во многих случаях односторонние выбросы объяснялись действием эффекта Доплера. Если линия выброса составляет достаточно малый угол с лучом зрения, то смещение частоты излучения может сделать один из выбросов невидимым.

Односторонние струи, как показывают статистические соображения и данные об их морфологии (искривления), не следствие эффекта Доплера [449], а являются результатом выбросов из активного ядра лишь в одну сторону. Таким образом, отпадает один из основных доводов, приводившихся в подтверждение существования релятивистских струй.

Возникновение релятивистских электронов в гидродинамических моделях связывается с ускорением частиц на фронтах ударных волн, образующихся при столкновении струй с газовыми конденсациями, а также с турбулентностью создающейся в струе при ее движении сквозь межгалактический газ. Таким образом, излучение струи и также излучение, исходящее из радиолопастей, обеспечиваются кинетической энергией газа, составляющего струю. Движение газа в струе не обязательно должно быть

релятивистским, однако при малых скоростях нужно предположить очень большой расход газа, чтобы обеспечить необходимое поступление энергии. Значение концентрации тепловых электронов ограничивается сверху данными наблюдений и тем самым в гидродинамических моделях снизу ограничивается скорость струи.

Относительно характера выбрасываемых из активного ядра объектов — в рамках баллистических моделей — существуют различные представления. В одной из первых работ, посвященных объяснению природы выбросов [450], предполагалось выбрасывание плазмоедов — ступков замагниченной плазмы, содержащих также релятивистские электроны. Последовательностью таких объектов может быть образована, согласно этой концепции, наблюдаемая струя. Гипотеза о выбрасывании плазмоедов феноменологическая, так как ни механизм их образования, ни механизм выбрасывания не конкретизируются. В книге [451] всесторонне рассмотрены различные вопросы, связанные с гипотезой о выбросе плазмоедов.

Одной из основных проблем, возникающих при изучении плазмоедов, является необходимость их удержания от быстрого расширения под действием внутреннего давления в течение достаточно продолжительного времени перелета от ядра галактики к радиолопастям. Удержание от расширения не может быть обеспечено самогравитацией. Давление межгалактической среды также совершенно недостаточно, чтобы воспрепятствовать расширению плазмоеда. Единственный фактор, способный сдерживать расширение плазмоеда — это "скоростной напор" — давление, возникающее при его быстром движении. Расчет скорости движения плазмоеда [451] показал, что плазмоед может пролететь достаточно большое расстояние без значительного расширения лишь в том случае, когда его первоначальная кинетическая энергия во много раз превосходит внутреннюю энергию. В дальнейших исследованиях для объяснения генерации релятивистских электронов привлекалось ускорение в турбулентном потоке. Следует отметить (это относится и к гидромагнитным моделям), что наблюдаемая высокая степень упорядоченности магнитного поля, проявляющаяся в сильной поляризации излучения не согласуется с турбулентным механизмом ускорения частиц. Что касается возможности ускорения на фронте ударной волны, то существуют наблюдательные факты, свидетельствующие о том, что не оно играет главную роль в образовании релятивистских электронов в области горячих пятен.

В рамках гипотезы о выбросе плазмоедов как причине образования струй не находят объяснения явления сверхбыстрой переменности излучения, особенностей морфологии источников — резких изломов струй и т.п. Большая кинетическая энергия плазмоедов постулируется, и предполагается, что в дальнейшем она преобразуется в основном в энергию излучения.

В качестве объектов, выбрасываемых из ядер галактик, были предложены вращающиеся черные дыры ("спинары"), которые летят со сравнительно малой скоростью и на своем пути генерируют релятивистские электроны. Такое выбрасывание может происходить, например, в результате взаимодействия в системе сверхмассивных тел, находящихся в ядре галактики ("модель пращи"). Эти представления развиваются в работе [452]. К числу основных трудностей указанной гипотезы относится необходимость объяснения коллимации струи — спинары должны выбрасывать

ся в одном и том же направлении. Не выяснен вопрос о способах ускорения релятивистских электронов в окрестности спинара, хотя, вообще говоря, неоднократно рассматривалась возможность генерации релятивистских частиц в окрестности черной дыры.

В том случае, когда релятивистские электроны образуются каким-либо пролетающим с большой скоростью источником, они должны оставаться за ним, образовывать "хвост" и в дальнейшем диффундировать в окружающее пространство. Влияние на наблюдаемое излучение диффузии релятивистских электронов из источника исследовано в [453]. При учете диффузии уравнение (9.5) нужно заменить следующим:

$$\frac{\partial n(E; t)}{\partial t} - \nabla(\bar{D} \nabla n(E; t)) + \frac{\partial}{\partial E} \left(n(E; t) \frac{dE}{dt} \right) = q(E; t). \quad (9.15)$$

В случае изотропной диффузии вместо $\bar{D}$ используется обычный коэффициент диффузии D . Величина dE/dt определяется по (8.46), а для $q(E; t)$ принимается выражение, представляющее суперпозицию источников

$$q = KE^{-\gamma} \delta(\bar{r}' - \bar{R}(t)) / \delta(t - t'), \quad (9.16)$$

где $\bar{R}(t)$ — смещение источника релятивистских электронов вдоль струи. Решение уравнения (9.15) при постоянном вдоль струи значении H известно, и с использованием его получено выражение интенсивности излучения в различных точках проекции струи $I(\nu; x; y; z; t)$ [453]. В качестве источников релятивистских электронов принимались объекты, движущиеся вдоль струи с заданной скоростью, в соответствии с "моделью пращи". Из сравнения рассчитанной интенсивности (зависящей от ряда свободных параметров и, в частности, от значения H) с наблюдениями радиогалактик DA 240 и 3C 326 найдено, что $D \approx 5 \cdot 10^{24} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. При надлежащем выборе величины D может быть получена несферическая структура — "горячее пятно" в голове струи.

Время t , за которое при диффузии проходит расстояние L , определяется из соотношения

$$t \approx \frac{L^2}{D}. \quad (9.17)$$

За 10^{15} с — характерное время жизни многих протяженных радиоисточников — релятивистские частицы могут продиффундировать на расстояния порядка нескольких сотен парсек от места своего образования.

Предположение о выбрасывании из ядра объектов, являющихся эжекторами релятивистских электронов, было высказано впервые в [287]. Природа этих объектов не конкретизировалась, так же как и механизм их выброса. Тем не менее на основе этого предположения удалось объяснить ряд наблюдаемых свойств струй [454]. Прямолинейная коническая форма струй связывается в [454] с тем, что из активного ядра выбрасываются пучки слабо связанных гравитационно друг с другом и обладающих дисперсией скоростей компактных тел. Выбросы предполагаются спорадическими, повторяющимися через некоторое время. Выброшенные тела испускают релятивистские электроны, остающиеся в той области, в которой находился объект в этот момент. Таким образом, наблюдаемое излучение исходит не от движущегося эмиттера, а от его "следа".

При условии, что за время потери энергии электронами образовавший их объект не смещается на большое расстояние, след объекта не растягивается. Если же релятивистские электроны высвечиваются достаточно медленно — это относится к частицам, образующим радиоизлучение, — то область наблюдаемого излучения оказывается растянутой. Постоянство величины α вдоль струи и плоский спектр излучения являются свидетельством того, что наблюдается излучение от перекрывающихся "свежих" следов.

Поверхностная яркость следа данного пучка должна уменьшаться с расстоянием вследствие расширения пучка, и поэтому только в близких к вершине струи областях оптическое (и рентгеновское) излучение в непрерывном спектре может быть заметным.

Продольный размер светящегося узла, образованного пучком, движущимся со скоростью v_0 , определяется очевидным соотношением

$$d_{\parallel} \approx v_0 t_{\text{высв}} \sin \varphi, \quad (9.18)$$

где $t_{\text{высв}}$ — время потери энергии релятивистскими электронами, определяемое по (9.4), и φ — угол между направлением скорости и лучом зрения. Размер узла в перпендикулярном направлении

$$d = 2l_1 \sin \vartheta, \quad (9.19)$$

где 2ϑ — угол раствора конической струи и l_1 — расстояние от узла до точки выброса пучка. Из (9.4), (9.18) и (9.19) получается соотношение

$$EH^2 \approx \frac{500}{\sin \vartheta} \frac{v_0}{l_1} k \sin^2 \varphi. \quad (9.20)$$

Здесь l_1 — длина проекции струи на небесную сферу, $k = d_{\parallel}/d_{\perp}$ и ϑ — величины, определяемые из наблюдений. Согласно (8.10) величины E и H связаны с частотой наблюдаемого излучения, и при заданных v_0 и φ значения E и H определяются по наблюдаемым у струи величинам. Так, для струи у радиогалактики NGC 6251 по форме горячих пятен получено, что при $v_0 = 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\sin^2 \varphi = \frac{1}{2}$

$$H \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ Э} \text{ и } E \approx 4 \cdot 10^4 m_e c^2,$$

а по оптическому излучению узлов в струе у галактики M87 при тех же значениях v_0 и $\sin \varphi$ найдены значения

$$H \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ Э} \text{ и } E \approx 2 \cdot 10^6 m_e c^2.$$

Величины E и H не очень сильно зависят от принимаемого значения $v_0 (E \sim v_0^{-1/3}, H \sim v_0^{2/3})$.

Средняя величина концентрации $n_{p, \text{э}}$ релятивистских электронов в узлах выброса из M87 составляет $10^{-7} - 10^{-8} \text{ см}^{-3}$, но так как возможно сосредоточение излучающих частиц в малых областях внутри узла, то там величина $n_{p, \text{э}}$ может быть существенно большей. Сейчас трудно сказать что-либо определенное о механизме образования эжектируемых релятивистских электронов. Однако явление сверхбыстрой переменности излучения выбросов, трактуемое как результат внезапного возрастания количества излу-

чающих частиц, за которым следует быстрое расширение занимаемой ими области [422], дает основание предполагать взрывной характер явления.

§ 4. Взаимодействие струй с окружающей средой

Переходя из ядра галактики в межзвездное пространство и далее попадая в межгалактическое пространство, струя взаимодействует с окружающей средой. Формы взаимодействия зависят от структуры струи, а также от многих иных факторов — строения галактики, свойств внутригалактического газа, структуры межгалактической среды, движения родительской галактики, действия соседних галактик и т.п. Сейчас невозможно создать общую теорию, в которой учитывалось бы действие всех этих факторов. При большом числе имеющихся работ, посвященных тем или иным вопросам динамики струевидных выбросов, лишь в немногих удалось получить достаточно надежную картину влияния окружающей среды на физическое состояние и движение струи.

Внутренние области струи, располагающиеся в пределах галактики — на расстоянии нескольких килопарсек от ядра бывают так изогнуты, что образуют "S-образную" конфигурацию. В качестве причины возникновения этой формы в работе [455] предполагается взаимодействие с вращающимся вокруг ядра диском, состоящим из массивных газовых облаков (с массой $10^5 - 10^6 M_{\odot}$). При столкновении газовой струи с облаками должна образовываться ударная волна, обуславливающая свечение в эмиссионных линиях, в ряде случаев наблюдаемое [456]. Нагретый газ должен увлекаться круговым движением и образовывать изогнутые в противоположные стороны структуры по обе стороны от ядра. Одновременно струя, проходящая через диск, отклоняется поперечным давлением. Аналогичная модель обсуждалась в [457] в применении к сейфертовским галактикам.

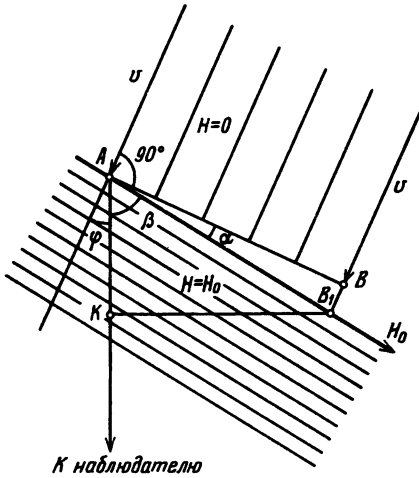
Массивные облака при своем круговом движении могут увлекать гравитацией не только газ, но и пролетающие от ядра компактные объекты с массой существенно меньшей, чем у облаков. Реальность предложенного механизма образования "S-образной" структуры выбросов может выясниться только путем модельных расчетов, которые пока не проводились.

Возможно также ускорение облаков, встречаемых при движении струи, и их увлечение струей. Если струя представляет поток газа, то под действием ударной волны газ в облаке должен нагреваться и давать излучение в эмиссионных линиях, образуя движущиеся "оптические узлы" [455].

Обсуждалось также изменение свойств газовой струи, когда она, выходя из газового гало галактики, попадает в межгалактическое пространство. Так как внешнее давление на струю резко уменьшается, то она должна быстро расширяться [458]. Соответствующие расчеты в сочетании с данными наблюдений в масштабах порядка $1''$ могли бы оказаться очень полезными для выяснения проблемы существования газовых гало у галактик.

Особым характером отличается взаимодействие струи с внешним магнитным полем. Релятивистская струя должна изменять топологию поля, делая его преимущественно параллельным оси струи. При образовании струй ударных волн поле может уплотняться и становиться перпендикулярным оси струи, образуя "листы" [435].

Р и с. 42. Схема, поясняющая возможность "сверхсветового" движения сигнала (по [459])



Свечение струи, образованной пучками эмиттеров релятивистских электронов при вхождении в область сильного поля, в соответствии с (8.46) должно возрастать [459]. Если при этом угол χ между направлением пучка и направлением поля достаточно близок к прямому, может иметь место распространение сигнала со сверхсветовой скоростью по отношению к внешнему наблюдателю [459]. Сигнал создается последовательно включаемыми эмитте-

рами, попадающими на границу области, занятой полем (AB_1 на рис. 42). Скорость сигнала v_* в плоском случае выражается формулой

$$v_* = \frac{c \cos \chi \cos(\varphi + \chi)}{\frac{c}{v_0} \sin \chi - \sin(\varphi + \chi)}, \quad (9.21)$$

где v_0 — скорость пучка и φ — угол между v_0 и лучом зрения. При условии

$$-1 < \frac{\frac{c}{v_0} \sin \chi - \sin(\varphi + \chi)}{\cos \chi \cos(\varphi + \chi)} < 1 \quad (9.22)$$

размер области свечения возрастает со скоростью, превосходящей c . Для пучка, обладающего пространственной структурой, например при равномерном распределении эжекторов в круге, возможно смещение максимума излучения со сверхсветовой скоростью. Таким образом, в модели струи, образованной эмиттерами релятивистских электронов, явление движений со "сверхсветовыми" скоростями объясняется просто их смещением в запутанном магнитном поле. Как отмечалось в гл. VIII, вблизи активного ядра магнитное поле является запутанным. Возможно также объяснение "сверхсветовых" скоростей и в предположении о движении газовых струй с нерелятивистскими скоростями. Во всех этих случаях речь идет о скорости распространения сигнала [460].

Различные особенности струй (например, небольшое различие между позиционным углом струи в малых масштабах около активного ядра и вне галактики) связывают с возможной прецессией струй. Кинематика релятивистской прецессирующей струи рассчитана в [461]. При использовании той же методики решалась задача о взаимодействии струи с веществом, находящимся в протяженной компоненте радиогалактики (в "голове" струи) [462]. Рассчитанная траектория струи зависит от ряда параметров (наклонность оси прецессии, угловая скорость прецессии, скорость струи

и фаза прецессии). Подбором значений параметров получена траектория прецессирующей струи в радиогалактике Суг А, дающая наилучшее согласие с наблюдаемой тонкой структурой "горячих пятен" в головах струй.

Влияние прецессии на форму струи рассматривалось также для одного из QSO в рамках плазмодной модели [463]. Предполагалось, что прецессия возникает в результате тяготения ближайшей галактики. Интересно, что одна из струй в этом очень протяженном источнике ($l > 400$ кпк) состоит из дискретных "капель" ("blobs"), спектр излучения от которых гораздо более пологий, чем у излучения от областей, находящихся между "каплями". Такая картина вполне соответствует модели, связывающей появление струй с выбросом пучков эмиттеров релятивистских электронов. Явление прецессии не исключается и для этой модели. Образующаяся струя тогда не будет полностью прямолинейной; возможно, что действием прецессии объясняется искривление выброса из галактики М 87.

Одним из распространенных свойств радиогалактик является сильное искривление струй, о котором говорилось в § 1. У хвостатых радиогалактик чаще наблюдают струи (в 90% объектов), чем у галактик с прямолинейными выбросами [464]. Эти галактики разделяют на два типа. В галактиках первого типа (NAT) угол между выбросами мал, а у галактик второго типа (WAT) — велик. Образование хвостатых галактик обычно связывается с воздействием межгалактической среды на выбрасываемые струи. Если скорость движения родительской галактики в межгалактической среде достаточно велика (~ 1000 км/с), то в результате действия силы лобового давления и силы плавучести элементы струи отстают от галактики, принимая вид хвостов. Скорости движения у источников типа NAT обычно велики — порядка 10^3 км/с и превосходят средние для скопления.

Модельные расчеты действия указанных факторов на форму струи, в предположении, что она состоит из несжимаемой жидкости, выполнены в работе [465]. Получены следующие выражения для величины скорости v_d , обусловленной действием давления, и скорости $v_{пл}$, создаваемой силой плавучести:

$$v_d = v_g \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_c} \frac{dy}{d\vartheta} \frac{1}{r_b}}, \quad (9.23)$$

$$v_{пл} = \sqrt{g \sin \psi \frac{dy}{d\vartheta} \left(\frac{\rho_1}{\rho_c} - 1 \right)}. \quad (9.24)$$

Здесь ϑ — угол между начальным (вдоль оси Oy) и конечным направлениями струи, v_g — скорость движения галактики, g — ускорение тяготения, создаваемого массами, находящимися в скоплении, ψ — угол между направлением на центр тяжести скопления и направлением струи и r_b — радиус струи. Сила плавучести действует только в том случае, когда плотность межгалактической среды ρ_1 превосходит плотность газа ρ_c в струе. Чтобы получить для моделировавшейся в [465] галактики наблюдаемое искривление, при заданном потоке радиоизлучения, величина g должна составлять около 10^{-6} см/с, а масса хвоста $10^8 \div 10^9 M_\odot$. Если принимать хвосты галактики, состоящими из отдельных плазмодов, то масса его получается чрезмерно большой ($\sim 10^{13} M_\odot$), так как каждому из плазмодов приходится

преодолевать сопротивление среды в отдельности. Проводившиеся расчеты показали, что лобового давления не всегда достаточно для образования радиохвостов [465].

В моделях струй, состоящих из эмиттеров, также не трудно получить изгиб струй под действием тех же факторов, причем трудность, встречаемая в плазмодной модели, в этих случаях отсутствует. В случае источников с широким углом (WAT) положение с их интерпретацией сложнее. Галактики, из которых выброшены струи, у таких источников относятся к типу cD, имеют малую скорость движения и располагаются в центре скопления, так что рассмотренный механизм образования хвостов для них не подходит.

Если галактика, обладающая струями, движется не прямолинейно (например, в поле тяготения другой галактики), то хвосты могут принимать довольно причудливую форму. Так, известная структура радиогалактики IC 708 ("бабочка") (см. рис. 28) объяснена в [466] движением этого объекта в поле тяготения близкой к нему яркой галактики IC 709. Асимметрия хвостов создается вследствие изменения орбитальной скорости.

Наряду с рассмотренными протяженными радиогалактиками, у которых струи изгибаются сравнительно плавно, наблюдаются галактики со струями, резко меняющими направление. Сильные изломы и другие изменения морфологии [467] у противоположно направленных струй в данной галактике могут существенно различаться (см. рис. 28). В этих случаях трудно приписать отсутствие прямолинейности в струях только движению галактики.

Попытки связать изломы с неоднородностью межгалактической среды не оказались успешными [468], и вообще в рамках модели релятивистских струй резкие (до 60°) изломы представляются совершенно непонятными. Однако если считать струю излучающим следом движущегося пучка эжекторов, то ее излом естественно объяснить изменением направления движения всего пучка или части содержащихся в нем объектов. Направление движения может измениться в результате гравитационного взаимодействия тел, составляющих пучок с встреченным на его пути достаточно массивным образованием, например с шаровым скоплением или карликовой галактикой [454].

Из формулы, определяющей прицельное расстояние p , на котором масса M может изменить направление движения тела, имеющего скорость v_j , на угол ψ ,

$$p \approx \frac{2GM}{v_j^2 \psi} \quad (9.25)$$

при $v_j \approx 10^3 \text{ км/с}$, $M \approx 10^{10} M_\odot$ и $\psi \approx 0,1$ получается значение $p \approx 1 \text{ кпк}$. При длине струи, равной 100 кпк, и ее среднем радиусе 3 кпк для источника, находящегося в богатом скоплении, вероятность P встречи струи с карликовой галактикой не очень мала ($P \approx 0,1$). Таким образом, гравитационные взаимодействия могут являться одним из важных факторов, искажающих морфологию струйных выбросов.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ЭВОЛЮЦИИ МЕТАГАЛАКТИКИ

Для полного решения фундаментальной проблемы эволюции Метагалактики нужно предварительно выяснить множество вопросов, относящихся к строению и эволюции галактик и скоплений галактик. Как можно видеть из содержания предшествующих глав, на большинство этих вопросов пока не могут быть даны удовлетворительные ответы. Тем не менее гипотезы о происхождении и эволюции Вселенной выдвинуты и интенсивно разрабатываются в различных аспектах. В настоящее время наибольшее внимание уделяется гипотезе "горячей Вселенной", исходным пунктом которой служит космологическая модель расширяющейся Вселенной, предложенная более полувека тому назад [469]. В данной главе сначала (в § 1) рассмотрены возможные формы начальных возмущений, создавших, по предположению, наблюдаемую структуру Метагалактики. В § 2 рассматривается вопрос об эволюции так называемых адиабатических возмущений, образующих, согласно некоторым из выдвинутых гипотез, в дальнейшем скопления галактик. Задачи, связанные с образованием наблюдаемой структуры Метагалактики, как правило, не могут быть решены аналитически, и при рассмотрении соответствующих проблем широко используются численные методы. О некоторых из результатов, полученных таким путем, сказано в § 3.

Последний параграф посвящен вопросу о том, как может меняться со временем химический состав вещества, служащего для образования звезд в галактиках.

§ 1. Начальные возмущения в расширяющейся Вселенной

Широко распространенная концепция образования наблюдаемой структуры Метагалактики основывается на космологической модели, согласно которой наблюдаемая Вселенная расширяется из состояния, характеризовавшегося исключительно высокой плотностью вещества и энергии ("сингулярного"). Начало расширения получило название "большого взрыва", а соответствующая теория — теории "горячей Вселенной". На первой стадии расширения частицы вещества и фотоны непрерывно преобразуются друг в друга, и содержащаяся во Вселенной среда представляет собой радиационно-доминированную ультрарелятивистскую плазму. На некотором этапе вещество должно отделяться от излучения. Температура в эту эпоху крайне высока — порядка 10^{10} К.

Концепция "большого взрыва", свойства модели расширяющейся Вселенной и ее эволюции рассматриваются в ряде монографий и обзоров (на-

пример, [382], [470], [471]). К предмету этой книги непосредственное отношение имеют более поздние стадии нуклеосинтеза в отделившемся веществе и последующего соединения электронов и протонов в атомы – рекомбинации. К этому времени взаимодействие между веществом и излучением настолько ослабевает, что плотность энергии излучения в дальнейшем можно считать изменяющейся лишь в результате космологического расширения. Согласно имеющимся оценкам [470] рекомбинация водорода заканчивается через $10^{13} - 10^{14}$ с после начала расширения. Температура излучения $T_{\text{рек}}$ в это время порядка нескольких тысяч градусов. Так как длина волны λ_{max} , соответствующая максимуму интенсивности равновесного излучения, обратно пропорциональна температуре излучения и $\lambda_{\text{max}} \sim \sim R_0$ [470], где R_0 – радиус Вселенной, то в моменты $t > t_{\text{рек}}$ должно наблюдаться равновесное изотропное излучение с температурой $T \approx \frac{t_{\text{рек}}}{t} T_{\text{рек}}$. Его называют реликтовым излучением. Существование в настоящую эпоху ($t \approx 10^{17}$ с) изотропного излучения, очень близкого к равновесному с $T \approx 2,86$ К, является одним из важнейших наблюдательных подтверждений концепции "большого взрыва". Следует, однако, иметь в виду, что распределение энергии в спектре фонового излучения несколько отклоняется от равновесного [472], и, кроме того, возможны иные объяснения его происхождения [473].

В большинстве имеющихся космологических моделей распределение вещества во Вселенной предполагается однородным в достаточно больших масштабах. Хотя наблюдения не дают возможности сделать уверенный вывод об однородности в масштабах свыше 100 Мпк, предложение об однородности в больших масштабах является одним из фундаментальных для современных теорий эволюции Метагалактики. На масштабах 100 Мпк и меньших существование неоднородностей отчетливо демонстрируется наблюдениями. Следовательно, рассматривая процессы образования галактик и скоплений галактик, необходимо принять, что на ранних этапах расширения имелись локальные отклонения от однородности – возмущения, по амплитуде значительно превосходившие статистические флуктуации.

Выделяют три вида возможных возмущений:

а) Адиабатические (потенциальные), когда возмущение плотности $\delta\rho$ сопровождается появлением движений со скоростью $\bar{v}$, причем $(\nabla\bar{v}) \neq 0$, $[\nabla\bar{v}] = 0$. Энтропия в расчете на одну частицу в области возмущения не меняется.

б) Энтропийные; изменения плотности плазмы $\delta\rho_{\text{пл}} \neq 0$, но плотность излучения ρ_r (в эпоху, когда $\rho_r \gg \rho_{\text{пл}}$) не меняется. Эти возмущения также называют изотермическими, но, как отмечено в [471], в них могут быть малые отклонения от полной изотермичности. Так как энтропия определяется отношением числа фотонов к числу барионов, то она при таких возмущениях не остается постоянной.

в) Вихревые; возмущение плотности $\delta\rho$ сопровождается возникновением движения такого, что $[\nabla\bar{v}] \neq 0$; $(\nabla\bar{v}) = 0$.

Возмущения возникают до эпохи рекомбинации. После этой эпохи энтропийное возмущение при условии его "выживания" превращается в адиабатическое.

Кроме указанных видов возмущений плотности, возможны совершенно иные по своему характеру возмущения — изменения метрики. Они в дальнейшем превращаются либо в гравитационные волны, либо (при скалярных возмущениях) в возмущения плотности.

Не исключено, что наблюдаемая неоднородность Метагалактики возникла в результате наличия с самого начала локальных неоднородностей и анизотропии расширения. Вопрос о реализации такой возможности рассматривался, но расчеты не доводились до стадии образования скоплений галактик [470].

В результате гравитационной неустойчивости амплитуды возмущений плотности должны возрастать. Вместе с тем развитию первичных возмущений на дорекомбинационной стадии и в эпоху рекомбинации препятствуют диссипативные процессы, обусловленные лучистой (фотонной) вязкостью и теплопроводностью, а также возможным появлением ударных волн [470]. Эти процессы приводят к сглаживанию достаточно малых по массе возмущений.

Изменение плотности в расширяющейся Вселенной со временем, а значит, и развитие гравитационной неустойчивости зависят от величины Ω — отношения величины средней плотности $\bar{\rho}$ к некоторому критическому значению ρ_c . При $\Omega > 1$ трехмерное пространство имеет всюду положительную кривизну — Вселенная замкнута. Если $\Omega < 1$, то Вселенная является открытой, а при $\Omega = 1$ пространство евклидово.

Относительные амплитуды возмущений до окончания рекомбинационной стадии можно считать малыми и использовать линейную теорию гравитационной неустойчивости. Оставшиеся после рекомбинации возмущения возрастают очень сильно. Для образования объектов, соответствующих сейчас скоплениям галактик, с контрастом их средней плотности по отношению к окружению, большим чем 10–100, достаточно, чтобы относительная амплитуда возмущений после окончания рекомбинации была порядка 1% или даже меньше.

Эволюция возмущений впервые была рассмотрена в рамках линейной теории гравитационной неустойчивости расширяющейся Вселенной в работе [474], и в дальнейшем эти вопросы исследовались многими авторами. Влияние диссипации на эволюцию адиабатических возмущений изучено в [475], и более поздние расчеты выполнены в [476].

При расчетах эволюции возмущения $\delta\rho$ оно представляется интегралом Фурье

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \delta(k; t) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} d\vec{k}. \quad (10.1)$$

Амплитуды $\delta(k; t_0)$, где t_0 — начальный момент времени и $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, предполагаются имеющими некоррелированные фазы. Спектр начальных возмущений выбирается в виде

$$\delta(k; t_0) \sim k^n. \quad (10.2)$$

Величина $\delta(k; t)$ связывается с $\delta(k; t_0)$ при помощи переходной функции

$$\delta(k; t) = c(k; t; t_0) \delta(k; t_0). \quad (10.3)$$

Для адиабатических возмущений величина $c(k; t; t_0)$ к моменту окончания рекомбинации $t_{\text{рек}}$ получается равной

$$c(k; t_{\text{рек}}; t_0) = \frac{t_{\text{рек}}}{t_0} \frac{\sin k \lambda_J}{k \lambda_J} e^{-\lambda_c/\lambda}, \quad (10.4)$$

где λ_J — характерный масштаб гравитационной неустойчивости и λ_c — масштаб диссипативного затухания. Из (10.4) следует, что компоненты $\delta(k; t_0)$ возмущения, для которых $\lambda < \lambda_c$, малы. Таким образом, в ходе рекомбинации выживают лишь такие возмущения, для которых $\lambda_{\text{возм}} \geq \lambda_c$. Расчеты показали, что $\lambda_c \approx (0,1 - 0,2) \lambda_J$.

Использование выражения для λ_J в эпоху рекомбинации (см., например, [476]) показывает, что до окончания рекомбинации доживают только те возмущения, у которых $M \geq 10^{13} M_\odot$ (при $\Omega \approx 0,1$). Как найдено в [477], при малых значениях $\Omega (< 0,1)$ оценка нижней границы масс выживающих возмущений получается несколько иной.

Для энтропийных возмущений выведено следующее выражение переходной функции [245]:

$$c(k; t_{\text{рек}}, t_0) = \frac{4\pi^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_J}\right)^2}{1 + 4\pi^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_J}\right)^4} \left[1 - e^{-\pi \lambda_c/\lambda \sin \frac{2\pi \lambda_J}{\lambda}} \right]. \quad (10.5)$$

Из (10.5) получается, что энтропийные возмущения, характерный размер которых достаточно мал ($< \lambda_J$), доживают до послерекомбинационной стадии. К этому времени из-за падения температуры значение λ_J сильно уменьшается. При $t_{\text{рек}} \approx 3 \cdot 10^{13}$ с средняя плотность вещества $\bar{\rho} \approx 3 \cdot 10^{-21} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и его температура $T \approx 3000 \text{ К}$. В этих условиях $\lambda_J \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}$ и, следовательно, амплитуды возмущений, имеющих массу $M_{\text{возм}} > M_J \approx 3 \cdot 10^5 M_\odot$ (при $\Omega = 1$) должны увеличиться. Если $\Omega = 0,1$, то $M_J \approx 10^6 M_\odot$. Таким образом, энтропийные возмущения могут приводить к образованию объектов с характерной массой $(10^5 - 10^6) M_\odot$, тогда как предположение об адиабатических возмущениях позволяет получать только объекты с массами $(10^{13} - 10^{14}) M_\odot$.

Чисто вихревые возмущения (при $\delta\rho = 0$), у которых до рекомбинации скорость дозвуковая, из-за сильного уменьшения скорости звука в эпоху рекомбинации становятся сверхзвуковыми, и это приводит к возникновению возмущений плотности [478]. Исходя из этого, можно объяснить возникновение момента вращения галактик как следствие "первичной" турбулентности. Сложные проблемы, возникающие в связи с такими представлениями о происхождении вращения галактик, подробно рассмотрены в [479]. Эволюция вихревых возмущений на поздних стадиях количественно исследована в гораздо меньшей степени, чем адиабатических или энтропийных, и здесь не обсуждается (см. [470]).

Представление о "горячей Вселенной" приводит к необходимости допустить существование очень большого количества нейтрино. Если масса нейтрино отлична от нуля, то их присутствие сильно сказывается на дина-

мике расширяющейся Вселенной и образовании ее структуры. При условии, что масса нейтрино достаточно велика, Вселенная оказывается замкнутой, и ее расширение должно когда-нибудь смениться сжатием. Из современных данных наблюдений, по-видимому, следует, что $\Omega < 1$, хотя это заключение нельзя считать окончательным.

При наличии массивных нейтрино должны были возникать и возмущения плотности нейтрино; с учетом этого обстоятельства получится меньший масштаб для "выживающих" адиабатических возмущений и соответственно возможность формирования объектов с массами, значительно меньшими $10^{13} M_{\odot}$. [471].

В концепции, приписывающей образование галактик и скоплений развитию возмущений, возникших на дорекомбинационной стадии, помимо неопределенности в выборе типа и спектра возмущений, много невыясненных проблем — в частности, о причинах возмущений и об их амплитуде. Существуют также альтернативные представления о характере сингулярности и "большого взрыва". Данные наблюдений еще совершенно недостаточны для надлежащей проверки предложенных гипотез о ранних стадиях эволюции Вселенной.

§ 2. Эволюция адиабатических возмущений на послерекомбинационной стадии

Возмущения с массой, превосходящей $10^{13} M_{\odot}$, на послерекомбинационной стадии должны эволюционировать в нелинейном режиме под действием самогравитации, так как в это время $M_{\text{возм}} \geq M_J$.

Решение линейной задачи о гравитационной неустойчивости возмущения в расширяющейся Вселенной [474] приводит к степенной зависимости амплитуды возмущения и скорости движения от времени

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \sim t^{2/3}, \quad v \sim t^{1/3} \sim l. \quad (10.6)$$

В отсутствие расширения возмущение должно расти со временем по экспоненциальному закону.

Возмущение растягивается вместе с расширением пространства. Если при $t = t_0$

$$\rho = \bar{\rho}[1 + s(\tilde{r})] \quad \text{и} \quad v = 0, \quad (10.7)$$

где $\tilde{r}$ — лагранжева координата, то в момент t

$$\rho(\tilde{r}; t) = \bar{\rho}[1 + s(\tilde{r})f(t; t_0)] \quad \text{и} \quad v \neq 0, \quad (10.8)$$

причем $f(t; t_0)$ — известная функция. По аналогии с решением задачи для малых возмущений записывается координата частицы и в нелинейной задаче (в пренебрежении давлением) [480]:

$$\bar{r} = (1 + z)^{-1} [\bar{q} - B(z)\bar{s}(\bar{q})]. \quad (10.9)$$

Здесь $\bar{s}(t; \bar{q})$ — смещение частицы, $\bar{q}$ — лагранжева координата, определяющая положение частицы ($\bar{r}_0 \equiv \bar{q}$) и $B(z)$ некоторая функция, определяющая влияние расширения Вселенной на величину возмущения. В том случае,

когда $\Omega = 1$,

$$B(z) = (1+z)^{-1} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} \equiv f(t; t_0). \quad (10.10)$$

Использование (10.9) позволило приближенно изучить эволюцию возмущения плотности в нелинейном режиме.

Величина $\rho(\bar{q}; t)$ выражается при посредстве якобиана D_{ik} перехода от $\bar{r}$ к $\bar{q}$

$$d\bar{r}_i = D_{ik} dq_k \quad (10.11)$$

следующим образом:

$$\rho = \rho_0 D_{ik}^{-1} = \rho_0 (1+z)^{-3} \left[\delta_{ik} - B(t) \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \right]^{-1}. \quad (10.12)$$

Возмущения считаются потенциальными, т.е. существует функция $\Phi(\bar{q})$ такая, что

$$s_i(\bar{q}) = \frac{\partial \Phi}{\partial q_i},$$

и поэтому тензор $\frac{\partial s_i}{\partial q_k}$ можно привести к главным осям:

$$\frac{\partial s_1}{\partial q_1} = \lambda_1, \quad \frac{\partial s_2}{\partial q_2} = \lambda_2, \quad \frac{\partial s_3}{\partial q_3} = \lambda_3. \quad (10.13)$$

Вместо (10.12) можно написать

$$\rho(\bar{q}, z) = \rho_0 (1+z)^{-3} (1 - \lambda_1 B)^{-1} (1 - \lambda_2 B)^{-1} (1 - \lambda_3 B)^{-1}. \quad (10.14)$$

Пусть для определенности $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$. Если в некоторый момент t_1 $B(t_1) = \frac{1}{\lambda_1}$, то при $t \rightarrow t_1$ величина $\rho \rightarrow \infty$, причем сжатие области возмущения происходит сначала только в одном направлении и она деформируется, превращаясь в диск. Деформация обусловлена гравитацией. Хотя решение (10.15) приближенное и в действительности давление в области возмущения препятствует достижению бесконечной плотности, но по характеру поведения ρ точное решение аналогично приближенному.

Движение частиц под действием гравитации описывается выражением (10.9), представляющим собой отображение $\bar{q}$ в $\bar{r}$ и зависящее от t . Такие отображения обладают особенностями, подробно изучавшимися математически (см., например, [481]). Физический смысл особенности у отображения (10.9) заключается в том, что при начальном различии скоростей в разных точках $\bar{q}$ одни частицы могут догонять другие, и траектории их пересекаются. В результате плотность частиц в некоторой области эйлерового пространства $\bar{r}$ возрастает. Пересечение траекторий в момент

$$\bar{r}(\bar{q} + d\bar{q}_e; t_e) = \bar{r}(\bar{q}_e; t_e) \quad (10.15)$$

имеет место при определенном выборе направления $d\bar{q}_e$, что и выражается условием $D_{ik} = 0$.

Сжатие газа сначала протекает адиабатически, а затем, когда плотность становится достаточно высокой, во внутренних частях области возмущения

должна образоваться ударная волна, распространяющаяся от плоскости диска во внешние слои и нагревающая газ до температур $10^7 - 10^8$ К. В сжатые конфигурации (названные "блинами"), согласно оценкам [482], может переходить большая часть (до 90%) вещества. Движение, являющееся на линейной стадии процесса безвихревым, таким остается и при сжатии в нелинейном режиме [471]. Однако возможны вторичные процессы на нелинейной стадии, в частности взаимодействие ударных волн, порождающие вихри [470], а также неустойчивость Кельвина — Гельмгольца. Они сильно усложняют картину эволюции "блина":

Образующиеся "блины" по своим массам соответствуют скоплениям галактик. Вопросы о фрагментации "блинов" на отдельные облака и последующем образовании галактик из этих облаков изучены недостаточно. В монографиях [382] и [470], а также в ряде других работ обсуждаются возможные "сценарии" процесса образования галактик.

В рамках описанной схемы эволюции адиабатических возмущений предложена картина возникновения крупномасштабной ячеистой структуры Вселенной [471]. Такая структура может образовываться при контактном взаимодействии "блинов", их пересечении и слиянии. Плотность газа в пространстве между "блинами" существенно ниже средней, и поэтому галактик там быть не должно. Так как в областях, содержащих светящуюся материю, содержится преобладающая доля (около 80%) всей массы Вселенной, то они должны соединяться: сплошная замкнутая поверхность в $\bar{q}$ -пространстве останется сплошной в $\bar{r}$ -пространстве, поскольку отображение (10.9) непрерывно. Параметры структуры — число сверхскоплений на единицу объема, размеры "блинов", расстояния между ними — определяются спектром начальных возмущений.

§ 3. Образование наблюдаемой структуры Метагалактики

Из-за большого отличия масс адиабатических возмущений, остающихся к послерекомбинационному периоду, от масс энтропийных возмущений при численном моделировании эволюции структуры Метагалактики приходится решать различные задачи. Если с самого начала крупномасштабные возмущения с массами порядка $(10^{13} - 10^{14}) M_{\odot}$ доминируют, то моделируется главным образом образование ячеистой структуры. Эта задача рассматривалась в работе [483]. При этом выяснилось, что при взаимодействии крупномасштабных возмущений возникает сетчатая структура. Вместе с тем оказалось, что в ходе эволюции системы, содержащей лишь мелкомасштабные возмущения, происходит скручивание объектов и образование нитевидных структур, соединяющих соседние сгустки [484].

Коллапс протоскопления ("блина") после образования в нем галактик исследовался в различных вариантах — для эллипсоидальной системы [485], системы, содержащей частицы с разной массой [486], вращающейся системы с заданной плотностью [487] и других. Результаты расчетов сильно зависят от начальных условий. Как было показано [488], от начальных условий также сильно зависит получающееся в результате бурной релаксации распределение плотности в системе. Это относится и к другим имеющимся результатам численных расчетов эволюции систем гравитирующих

масс. В результате одного из последних расчетов [489] получилось, что коллапс "блинов" начинается при $z \approx 2$ (если $\Omega > 1$).

Многие расчеты имеют целью моделировать форму корреляционной функции $\xi(r)$, определяемой по (6.12). В [490] функция вычислена для образующихся в процессе эволюции системы N тел сгустков с большими массами $(5 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{13}) M_{\odot}$, соответствующих скоплениям галактик. Расчетами воспроизведены многие из наблюдаемых свойств распределения скоплений и групп, в частности существование обширных пустых (свободных от галактик) областей как в моделях с $\Omega < 1$, так и с $\Omega = 1$. Сравнительно малое число точек, использовавшихся при расчетах ($N \approx 10^3$), делает применение результатов для сравнения с наблюдениями недостаточно уверенным.

Корреляционная функция для эволюционирующей системы с широким спектром масс рассчитывалась в [491]. Принималось, что на стадии отделения вещества от излучения ($z \approx 10^4 \Omega$) распределение амплитуд возмущений по массе имеет вид

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \sim M^{-1/2 - n/6}, \quad (10.16)$$

где n — показатель для степенного спектра (10.2). Это распределение предполагалось имеющим место в широком интервале значений

$$2 \cdot 10^5 < \frac{M}{M_{\odot}} < 10^{17}.$$

Получившаяся из расчетов как в указанной, так и в других работах функция $\xi(r)$ наилучшим образом согласуется с наблюдаемой в интервале от 0,1 до 10 Мпк при $n = -1$.

Расчеты, основывающиеся на гипотезе об энтропийных возмущениях как исходных для образования галактик, дают в настоящее время больше возможностей для сравнения с наблюдениями, чем вычисления, основанные на гипотезе об адиабатических возмущениях. Это относится не только к исследованиям распределения объектов в пространстве, но и к "сценариям" образования галактик. Согласно [492] галактики формируются в результате коллапса диссипативного ядра внутри темных гало. В [493] приведены данные о зависимости дисперсии скоростей в гало от массы светящейся части галактики для большой выборки галактик. Они подтвердили предположение, высказанное в [492], относительно происхождения галактик, позволили предложить схему образования галактик различных типов и оценить величину углового момента в галактиках, обладающих дисковой составляющей. В [494] приводится ряд соображений в пользу той точки зрения, что образование балджа предшествует возникновению диска, который получается из конденсирующегося вещества гало. Различные внешние воздействия на галактику в процессе ее образования (например, приливные действия соседних галактик) могут изменять ее массу, энергию и угловой момент, существенно сказываясь на морфологии, получающегося в результате эволюции объекта [494].

Вывод о раннем (при $z \approx 100$) образовании тел с массами $(10^5 - 10^6) M_{\odot}$, следующий из гипотезы об энтропийных возмущениях, привел к зак-

лучению о том, что в эту эпоху должны возникать карликовые галактики и объекты типа шаровых скоплений. Образование более массивных объектов возможно как само по себе из более крупных энтропийных возмущений, так и путем иерархического сгущивания мало массивных систем. О том, что процесс сгущивания в масштабах $(10^7 - 10^{11}) M_{\odot}$ имел место, свидетельствует согласие наблюдаемой функции $\xi(r)$ с найденной теоретически.

Образование звездных систем в раннюю эпоху сопряжено с возникновением быстро эволюционирующих звезд, которые должны взрываться как сверхновые. Возможность взрывов "сверхмассивных" звезд и влияния освобождающейся при этом энергии на эволюцию межгалактической среды обсуждалась в [495] и позже в [496]. Согласно оценкам, произведенным в [496], вследствие взрывов в конечном счете должно образоваться большое количество сколлапсировавших объектов и одновременно происходить обогащение межгалактической среды тяжелыми элементами что в свою очередь может привести к наличию там пылевых частиц.

Вопрос об эволюции возмущений с массой $(10^5 - 10^6) M_{\odot}$ не решен однозначно. Было высказано предположение о том, что в результате фрагментации этих образований возникают звезды очень малой массы — "звезды III типа населения" [497].

Возможность взрывов и образования черных дыр существует в гипотезе "теплой Вселенной" [498], согласно которой после "большого взрыва" отношение числа фотонов к числу барионов составляло не 10^8 , а было на четыре порядка меньше. Тогда $t_{\text{рек}}$ должно быть $\sim 10^{10}$ с — на два порядка меньше, $M_J \gtrsim 10^5 M_{\odot}$, и можно объяснить присутствие в послерекомбинационную эпоху объектов достаточно малых масс. Возникающие объекты должны коллапсировать, образуя черные дыры, и ко времени формирования современных галактик и скоплений ($z < 5$) в виде газа оставалось всего 0,1 — 0,2 общей массы. Остальное вещество содержалось в массивных гало галактик и не испускало излучения ("темное вещество").

С указанными взглядами можно согласовать современные данные о реликтовом излучении, допустив, что в эпоху, когда $z = 4-7$, в межгалактическом пространстве находилось достаточно пыли, чтобы обеспечить термализацию излучения далеких галактик [498]. С этой точки зрения наблюдаемое реликтовое излучение представляет собой энергию, освободившуюся при нуклеосинтезе существующих в настоящее время тяжелых элементов. Однако указанное обстоятельство не отменяет необходимости допустить начальный взрыв меньшего масштаба, чтобы объяснить наблюдаемое содержание гелия (см. § 4).

Если придерживаться более традиционной точки зрения на природу реликтового излучения, то по флуктуациям температуры этого излучения можно получить представление о масштабах возмущений в ту эпоху, когда вещество перестало взаимодействовать с излучением. С этого времени излучение "сохраняет" существовавшие неоднородности.

Неоднородности температуры реликтового излучения создаются тремя причинами:

а) Гравитационным действием неоднородности плотности — в масштабах $l > \lambda_J$.

б) Неоднородностью температуры, обусловленной возмущением плотности излучения — при $l \approx \lambda_J$.

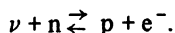
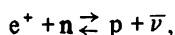
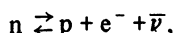
в) комптоновским рассеянием фотонов на движущихся электронах — при $l < \lambda_J$ [499].

Влияние комптоновского рассеяния зависит от скорости звука. В настоящее время точность измерений величины $\delta T/T$ еще недостаточна, чтобы сделать определенные выводы о масштабах возмущений и соответственно об их характере. Вообще, учитывая всю совокупность имеющихся наблюдательных данных, можно ожидать, что выбор между гипотезами об адиабатических возмущениях и об энтропийных возмущениях не окажется однозначным — в какой-то мере будут верными обе точки зрения.

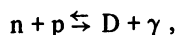
§ 4. Теории химической эволюции галактик

Процессы нуклеосинтеза, происходящие в звездах, и обмен веществом между звездами и межзвездной средой являются основными факторами, определяющими распространенность различных элементов в космических объектах. Целью теории химической эволюции является согласование наблюдательных данных о содержании элементов в различных объектах с теоретическими представлениями о строении и эволюции звезд и галактик.

Существующие представления о химической эволюции базируются на концепции горячей Вселенной [500]. В радиационно-доминированной плазме в первое время после "большого взрыва" (при $T > 10^{10}$ К) происходили реакции превращения протона в нейтрон и обратные:



При $T \approx 10^{10}$ К отношение концентрации нейтронов к концентрации протонов $\frac{n}{p} \approx 0,2$. Когда температура снижается до $T \lesssim 10^9$ К, идет реакция



причем имеющиеся ядра дейтерия почти сразу превращаются в ядра He. При $T = 8 \cdot 10^8$ К

$$\frac{n}{n+p} \approx 0,12$$

и относительное содержание гелия по числу атомов $Y \approx 0,24$. Из наблюдений областей H II получено, что $Y \approx 0,22$ (эти значения экстраполированы на время $z = 0$). Для отношения D/H наблюдается большой разброс значений (в Галактике)

$$2,5 \cdot 10^{-6} \lesssim \frac{D}{H} \lesssim 5 \cdot 10^{-5},$$

объясняемый, по-видимому, сегрегацией по различным областям пространства.

Принимаются следующие значения первоначального — на догалактической стадии — содержания элементов:

$$X_p(D) = 5 \cdot 10^{-5}, \quad X_p(^3\text{He}) = 3 \cdot 10^{-5}, \\ X_p(^4\text{He}) \equiv Y = 0,23 \pm 0,01, \quad X_p(^7\text{Li}) = 5 \cdot 10^{-10}.$$

Согласие с наблюдаемыми значениями этих величин получается лишь при малой величине параметра $\Omega < 0,5 - 0,1$ (по величине $X_p(^7\text{Li})$ $\Omega \leq 0,14 - 0,19$ [501]).

В результате бомбардировки ядрами Н и He в космических лучах ядер С, N и О возникают ядра ^6Li , ^9Be , ^{10}B , ^{11}B в межзвездной среде. Нуклеосинтез элементов с $A \geq 12$ происходит только в звездах. Термоядерное горение Н дает ^4He , горение ^4He дает ^{12}C и ^{16}O , а горение этих элементов дает ядра с $16 \leq A \leq 28$. Далее в результате горения Si получают ядра с $28 \leq A \leq 60$. Атомные ядра с $A > 60$ возникают при захвате нейтронов ("s"-процесс при $T > 10^8$ К с характерным временем $10^3 - 10^7$ лет и "r"-процесс при $T > 10^{10}$ К и временем порядка $10 - 100$ с). Из ядер С, N, О при $T \approx 8 \cdot 10^8$ К образуются ядра Ne и Mg, а при температурах $\sim 10^9$ К и плотности $\rho \approx 10^4$ г · см $^{-3}$ — более тяжелые ядра до ^{56}Fe включительно.

Изменение концентрации ядер сорта "a" N_a определяется уравнением [502]

$$\frac{dN_a}{dt} = - \sum_b N_a N_b \langle \sigma v \rangle_{ab} + \sum_c \sum_d N_c N_d \langle \sigma v \rangle_{cd}, \quad (10.17)$$

где $\langle \sigma v \rangle$ — среднее значение произведения сечения реакции и относительной скорости взаимодействующих ядер. Суммирование производится по всем реакциям, в которых ядро сорта "a" возникает или уничтожается. В случае развития неустойчивости в звезде возможны процессы взрывного горения, обусловленные резким повышением температуры в ее недрах. Вспышка сверхновой звезды связана с подобными реакциями, в которых за очень короткое время синтезируются различные элементы с $20 \leq A \leq 60$.

Для создания модели химической эволюции галактик требуется, чтобы были предварительно заданы [503]:

- 1) начальные условия;
- 2) скорость поступления различных элементов из звезд в межзвездную среду;
- 3) скорость рождения звезд различной массы (начальная функция масс);
- 4) модель звездообразования, дающая скорость звездообразования в функции времени, плотности газа и других параметров.

Кроме того, нужны данные о других процессах, относящихся к эволюции галактик, например таких, как потеря газа галактикой, аккреция газа из межгалактического пространства, активность галактического ядра и т.п.

Уравнения, определяющие скорость изменения массы газа M_g , и массы, содержащейся в звездах M_s , записываются в следующем виде [502]:

$$\frac{dM_g}{dt} = -f + E + q \quad (10.18)$$

и, аналогично

$$\frac{dM_s}{dt} = f - E, \quad (10.19)$$

где f — скорость стока массы в звезде (звездообразования), E — количество вещества, возвращающегося из звезд в межзвездную среду, и q — скорость пополнения газом от внешних по отношению к галактике источников. Величина $E(t)$ определяется формулой

$$E(t) = \int_{m_t}^{\infty} (m - r_m) f(t - \tau_m) f(m) dm, \quad (10.20)$$

где r_m — масса остатка после окончания эволюции звезды с массой m , m_t — масса звезды, для которой время жизни $\tau_m = t$.

Количество тяжелых элементов в межзвездной среде $Z M_g$ изменяется со временем:

$$\frac{d(Z M_g)}{dt} = -Zf + E_z + Zq. \quad (10.21)$$

Здесь Zf — скорость стока тяжелых элементов в звезды, E_z — скорость поступления тяжелых элементов из звезд и Zq — скорость поступления тяжелых элементов в галактику от внешних источников. Величина E_z записывается в таком виде:

$$E_z = \int_{m_t}^{\infty} [(m - r_m - m_p Z_m) Z(t - \tau_m) + m_p Z_m] \times \\ \times f(t - \tau_m) f(m) dm, \quad (10.22)$$

где скорость возвращения в среду вещества, полностью состоящего из тяжелых элементов, учитывается слагаемым $m_p Z_m$.

Простейшая модель химической эволюции рассчитывалась при таких начальных условиях:

$$t = 0, \quad \frac{M_g}{M} \equiv \mu = 1, \quad \frac{M_s}{M} \equiv s = 0, \quad Z = 0. \quad (10.23)$$

Скорость стока массы в звезды определяется в соответствии с соотношением (4.16),

$$\frac{ds}{dt} = \mu^k, \quad (10.24)$$

а скорость звездообразования принимается согласно (4.15). При расчетах модели предполагается мгновенное возвращение газа. Это означает, что выбрасываемый звездами газ сразу идет на образование других звезд. При таких предположениях, а также при условии полного перемешивания (Z зависит только от t) $q = 0$ и постоянной скорости поступления газа из звезд в [65] получена зависимость $\mu(t)$. Если $k = 1$, то

$$\mu = \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right), \quad (10.25)$$

а при $k = 2$

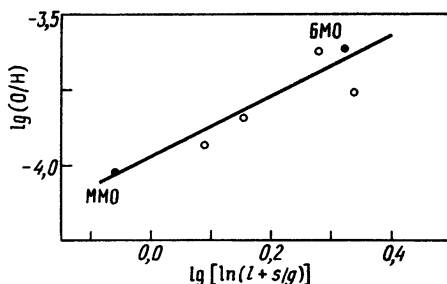
$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{t}{t_0}}. \quad (10.26)$$

Величина Z в рассматриваемой простой модели связана с μ следующим образом:

$$Z = p \ln \frac{1}{\mu}, \quad (10.27)$$

где p — принимаемый постоянным "вход тяжелых элементов", т.е. отноше-

Р и с. 43. Содержание кислорода в областях Н II неправильных и голубых компактных галактик в зависимости от величины отношения массы, содержащейся в звездах, к массе газа в галактике (s/g). Прямая линия соответствует предсказанному простой моделью (по [503] и [504])



ние массы образовавшихся тяжелых элементов к величине их массы, оставшейся в долгоживущих звездах или в звездных остатках. Из (10.27) следует соотношение

$$\frac{S(Z)}{S_1} = \frac{1 - \mu^{Z/Z_1}}{1 - \mu_1}, \quad (10.28)$$

где $S(Z)$ — количество звезд, в которых содержание тяжелых элементов не превосходит Z , а S_1 и Z_1 — соответствующие величины в настоящее время для оксосолнечных звезд. Из сравнения (10.28) с наблюдениями оказывается, что простой моделью предсказывается слишком большое количество звезд с низкой металличностью в окрестностях Солнца. Что касается других галактик, в частности типа Igr, то найденная из наблюдений находящаяся в них областей Н II величина отношения О/Н согласуется с предсказаниями простой модели (рис. 43) [504]. (При определении О/Н принималось, что $Z = 25 \times \text{О/Н}$.) Однако содержание азота по отношению к кислороду для областей Н II в спиральных и иррегулярных галактиках ниже, чем в Галактике и не является одинаковым в разных галактиках. В галактиках также наблюдается градиент химического состава — содержание тяжелых элементов в центральных областях выше, чем во внешних [63].

Эти обстоятельства, как и другие, не объясняющиеся в рамках простой модели химической эволюции, связываются с возможным существованием первого поколения массивных звезд (при $t = 0$ $Z \neq 0$), аккрецией газа на галактики и различиями в форме функции звездообразования в разных областях.

Использовавшиеся до сих пор модели химической эволюции галактик крайне идеализированы, и необходимо одновременно с химической эволю-

цией исследовать динамическую эволюцию галактик и изменения их морфологии.

Примечание в корректуре

Из проведенных в недавнее время расчетов химической эволюции спиральных галактик выяснилась существенная роль, которую может играть в процессах эволюции приток в них газа из межгалактического пространства — как в форме выпадения вещества на диск, так и его радиального втекания. В [508] получены аналитические выражения, определяющие изменения изотопного состава вещества галактики в предположении о линейной зависимости от времени притока вещества.

Расчет моделей с постоянной во времени, но зависящей от галактического радиуса скорости втекания газа в галактику продемонстрировал существенное влияние на эволюцию радиального течения газа со скоростью $|v_r| \approx 1$ км/с [509]. Удалось также получить содержание N и O, соответствующее наблюдаемому в областях НII при более точном учете эволюции звезд галактики [510]. Таким образом для построения реалистических моделей химической эволюции галактик нужно учитывать их взаимодействие с окружающей средой.



ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Список каталогов галактик

Авторы каталога	Обозначение	Количество объектов	Примечание	Библиографическая ссылка
Дрейер	NGC } IC }	13 223	Включает не только галактики	А [7]
Сулентик, Тифт		7 840		[6]
Шепли, Эймс		1 249	Объекты ярче 13 ^m	Б
Воронцов-Вельяминов и др.	MCG	32 000	Ярче 15,5 ^m	[8]
Цвикки и др.	CGCIG	~30 000	Содержит и скопления галактик	[16]
Вокулер Г., Корвин Г., Вокулер А.	Ref CBG	4 364		В
Вокулер Г.		1 500		Г
Нильсон П.	UGC	12 921		Д

А) *Dreyer J.* New General Catalogue. — Mem. Roy. Soc., 1888, v. 49.

Б) *Shapley H., Ames A.* A survey of the external galaxies brighter than thirtieth magnitude. — Annals Harv. College, 1932, v. 88, p. 43.

В) *Vaucouleurs G., Corwin H., Vaucouleurs A.* Reference catalogue of bright galaxies. — 2-nd. ed. — Austin, 1976.

Г) *Vaucouleurs G.* Revised classification of 1500 bright galaxies. — Astroph. J. Suppl., 1963, v. 74.

Д) *Nilson P.* Uppsala General Catalogue. — Uppsala, 1973.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Список ярких галактик, $V \lesssim 9^m$

(за исключением принадлежащих к Местной группе или обладающих активным ядром)

Галактика (по списку Мессье)	Номер по NGC или IC	Тип	V	M_V	Расстояние, Мпк	Диаметр, кпк
	55	Sc	$7,2^m$	$-19,9^m$	2,3	12
	253	Sc	7	-20,0	2,4	13
	2403	Sc	8,4	-19,2	3,2	11
M 81	3031	Sb	6,9	-20,9	3,2	16
M 82	3034	Ir II	8,2	-19,6	3	7
	3115	E7	9,1	-19,3	4	5
M 106	4258	Sb	8,2	-20,1	4,0	17
M 104	4594	Sa	8,1	-22	12	8
M 94	4736	Sb	8,2	-20,4	4,5	10
M 64	4826	Sb	8,4	-19,7	3,9	12
	4945	Sb	7	-21	4,0	14
M 63	5055	Sb	8,4	-20,0	4,6	15
M 51	6194	Sc	8,2	-19,7	3,8	9
M 83	5236	SBc	7,2	-20,6	3,2	12
M 101	5457	Sc	7,5	-20,3	3,8	23
	7783	Sd	8,8	-18,4	2,6	4

Данные таблицы взяты из книги:

Аллен К.У. Астрофизические величины. — М.: Мир, 1977.

Расстояния определены при значении $H = 60$ км/(с · Мпк).

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Галактики, относимые к Местной группе

Обозначение	Тип	M_V	Расстояние, кпк	Диаметр, кпк
M 31 = NGC 224	Sb	$-21,1^m$	670	40
Галактика	Sbc	-20,5		30
M 33 = NGC 598	Sc	-18,9	730	18
БМО	Ir	-18,5	52	8,4
IC 10	Ir	-17,6	1260	1,8
ММО	Ir	-16,8	60	3,9
M 32 = NGC 221	E2	-16,4	690	2,4
NGC 205	E6p	-16,4	690	5,2
NGC 6822	Ir	-15,7	500	2,9
NGC 185	dE0	-15,2	690	2,8
NGC 147	dE4	-14,9	690	3,6
IC 1613	Ir	-14,8	660	4,2

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (окончание таблицы)

Обозначение	Тип	M_V	Расстояние, кпк	Диаметр, кпк
WLM = DDO 221	Ir	-14,7	870	3,3
в Печи	dE	-13,6	230	4,0
Лев А = DDO 69	Ir	-13,6	1100	2,3
IC 5152	Ir	-13,5		
в Пегасе = DDO 216	Ir	-13,4		
В Скульпторе	dE	-11,7	110	
Андромеда I	dE	-11:	700	0,5
Андромеда II	dE	-11:	700	0,7
Андромеда III	dE	-11:	700	0,9
в Водолее = DDO 210	Ir	-11:		
Лев I = DDO 74	dE	-11,0	230	0,8
в Стрельце	Ir	-10		
Лев II = DDO 93	dE	-9,4	230	0,7
в Малой Медведице =				
= DDO 199	dE	-8,8		
в Драконе = DDO 208	dE	-8,6	60	0,23
в Киле	dE	...		
Рыбы = LGS 3	Ir	-8,5		

Данные взяты по [3] и по сборнику [NG], с. 202

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Скопления галактик

Название	Количество галактик	Угловой диаметр	Расстояние, Мпк	Количество галактик в 1 Мпк ³	z
Дева (Virgo)	2500	12°	19	500	0,004
Пегас I	100	1	65	1100	0,013
Персей	500	4	97	300	0,018
Волосы Вероники (Coma)	800	4	113	40	0,022
Геркулес	300	0,1	175		0,034
Лев	300	0,6	310	200	0,065
Северная Корона	400	0,5	350	250	0,072
Большая Медведица II	200	0,2	680	400	0,137

$H = 60 \text{ км/с (с · Мпк)}$.

Данные взяты из справочника Аллена (см. Приложение 2).

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Избранные галактики с активными ядрами

а) Сейфертовские галактики

Номер по каталогу	Тип	Угловой диаметр	Расстояние, Мпк
NGC 1068	Sb	5'	11
NGC 1275 (Per A)	Sab		50
NGC 3227	Sa	3'	13
NGC 4051	Sbc	4'	7
NGC 4151	Sab	3'	11

б) Радиогалактики

Обозначение	Тип центральной галактики	Угловые размеры	Расстояние, МПк ($H = 50 \text{ км/с} \cdot \text{МПк}$)	Размеры, Мпк
M 87 (NGC 4486)	D(E1)	5'	21	0,03
Лебедь А	cD	1,2'	340	$\geq 0,3$
3C 236		40'	600	6,1
Центавр А (NGC 5128)	E0p	$\geq 6^\circ$	4,2	0,4

в) Квазары и лацертиды

Обозначение	V	z	Тип
3C 273	12,80 ^m	0,158	Квазар
3C 345	15,96	0,594	"
3C 48	16,20	0,367	"
BL Lac	15,5	0,07	Лацертида
OJ 287	12,5 – 15,5	0,3 (?)	"

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Сборники статей

- NG — Normal galaxies, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1981.
ERS — Extragalactic radio sources, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1982.
IKDG — Internal kinematics and dynamics of galaxies, D. Reidel Publ. Comp. Dordrecht, 1983.
A.J. — Astrophysical jets, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1983.

В ссылках на соответствующие статьи указан индекс сборника.

1. *Van den Bergh S.* A new classification system for galaxies. — *Astroph. J.*, 1976, v. 206, p. 883–887.
2. *Kormendy J.* Structure of the barred galaxies. — NG, p. 85–110.
3. *Воронцов-Вельяминов Б.А.* Внегалактическая астрономия. — М.: Наука, 1978, 479 с.
4. *Воронцов-Вельяминов Б.А.* Атлас и каталог 356 взаимодействующих галактик. — М.: Изд-во МГУ, 1959; *Astron. Astroph. Suppl.*, 1977, v. 28, p. 1.
5. *Arp H.* Atlas of peculiar galaxies. — Pasadena, 1966.
6. *Sulentic J.W., Tifft W.* The revised new general catalogue of nonstellar astronomical objects. — Univ. Arizona Press, Tucson, 1973.
7. *Dreyer J.* Index Catalogue. — *Mem. RAS*, 1985, v. 51; Second Index Catalogue. — *Mem. RAS*, 1908, v. 59.
8. *Воронцов-Вельяминов Б.А., Красногорская А.А., Архипова В.П.* Морфологический каталог галактик. — М.: Изд-во МГУ, т. I, 1962; т. II, 1963; т. III, 1964; т. IV, 1968, т. V, 1974.
9. *Fall S.M.* General properties of galaxies. — NG, p. 1–11.
10. *Sandage A., Tammann G.* Steps toward the Hubble constant I. Calibration of the linear sizes of extragalactic H II regions. — *Astrophys. J.*, 1974, v. 190, p. 525.
11. *Van den Bergh S.* Luminosity classifications of dwarf galaxies. — *Astron. J.*, 1966, v. 71, p. 922.
12. *Huchra J., Davis M., Latham D., Tonry J.* A survey of galaxy redshifts. IV. The data. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1983, v. 52, p. 89.
13. *Davis M., Huchra J., Latham D.W., Tonry J.* A survey of galactic redshifts. II. The large scale space distribution. — *Astroph. J.*, 1983, v. 253, p. 423.
14. *de Vaucouleurs G.* The Galaxy as fundamental calibrator of the extragalactic distance scale. I. The basic scale factors of the Galaxy and two kinematic tests of the long and short distance scale. II. Comparisons of metric and photometric scale length and three further tests of the long and short distance scales. — *Astroph. J.*, 1983, v. 268, p. 451.
15. *Abell G.* The distribution of rich clusters of galaxies. — *Astroph. J. Suppl.*, 1958, v. 3, p. 211.
16. *Zwicky F., Herzog E., Karpowicz M., Kowal C.T.* Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies: I–VI. — Pasadena, Calif. Inst., Technol., 1961–1968.
17. *Lucey J.R.* Assesment of the Abell catalogue. — *MN RAS*, 1983, v. 204, p. 33–43.
18. *Kirshner R.P., Oemler A.Jr., Shechter P.L., Shectman S.A.* A deep survey of galaxies. — *Astron. J.*, 1983, v. 88, p. 1285.
19. *Oemler A.* The systematic properties of clusters of galaxies. I. Photometry of 15 clusters. — *Astroph. J.*, 1974, v. 194, p. 1.

20. *Geller M.J., Huchra J.P.* Groups of galaxies. III. The CfA survey. — *Astroph. J. Suppl.*, 1983, v. 52, p. 61.
21. *Holmberg E.* A study of double and multiple galaxies together with inquiries into some metagalactic problems with an appendix containing a catalogue of 827 double multiple galaxies. — *Lund. Ann.*, 1937, v. 6.
22. *Караченцев И.Д.* Catalogue of isolated pairs of galaxies in the northern hemisphere. — *Сообщ. CAO*, 1972, т. 7, с. 3.
23. *de Vaucouleurs G.* On the distribution of mass and luminosity in elliptical galaxies. — *MN RAS*, 1953, v. 113, p. 134.
24. *King I.R.* The structure of star cluster. III. Some simple dynamical models. — *Astron. J.*, 1966, v. 71, p. 64.
25. *Strom K.M., Strom S.E.* Surface brightness and colour distributions of elliptical and S0 galaxies. I. The Coma cluster elliptical galaxies. — *Astron. J.*, 1982, v. 83, p. 73.
26. *Воронцов-Вельяминов Б.А., Носкова Р.И.* Фотометрические параметры плоских галактик. — *Астрон. ж.*, 1978, т. 49, с. 1010–1016.
27. *de Vaucouleurs G., Cappacioli V.* Luminosity distribution in galaxies. I. The elliptical galaxy NGC 3379 as a luminosity distribution standard. — *Astroph. J. Suppl.*, 1979, v. 40, p. 699–732.
28. *Arp H.* Distribution of quasistellar radio-sources on the sky. — *Astron. J.*, 1970, v. 75, p. 1.
29. *Sandage A., Visvanathan N.* Color-absolute magnitude relation for E and S0 galaxies. III. Fully corrected photometry for 405 galaxies: comparisons of color distributions for E and S0 field galaxies. — *Astroph. J.*, 1978, v. 225, p. 742.
30. *Tinsley B.M.* Evolutionary synthesis of the stellar population in elliptical galaxies. Late M giants and composition effects. — *Astroph. J.*, 1978, v. 222, p. 14.
31. *Faber S.M.* The evolution of galaxies and stellar populations. — In: *Conf. at Yale Univ.* — New Haven, 1977, p. 157.
32. *Засов А.М., Сильченко А.К.* Цвет и химический состав эллиптических галактик. — *Астрон. журн.*, 1983, т. 70, с. 1063–1072.
33. *Wirth A., Show R.* Color gradients in galactic spheroids II. Gradients as a function of luminosity and morphology. — *Astron. J.*, 1983, v. 88, p. 17.
34. *Bahcall N.A.* Clusters of galaxies. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1978, v. 15, p. 506.
35. *Tammann G.A., Yahil A., Sandage A.* The velocity field of bright nearby galaxies. II. Luminosity functions for various Hubble type and luminosity classes: The peculiar motion of the local group relative to the Virgo cluster. — *Astroph. J.*, 1979, v. 234, p. 776.
36. *Гаген-Торн В.А.* Поляризация оптического излучения внегалактических объектов. — *Астрофизика*, 1974, т. 10, с. 127.
37. *Sofue Y., Fujimoto M.* A bisymmetrical spiral magnetic field and the spiral arms of our Galaxy. — *Astroph. J.*, 1983, v. 265, p. 722–729.
38. *O'Connell R.W.* Galaxy spectral synthesis. I. Stellar populations in the nuclei of giant ellipticals. — *Astroph. J.*, 1976, v. 206, p. 370.
39. *Peck M.L.* Nonuniqueness of galactic population synthesis models: a reexamination of M 31. — *Astroph. J.*, 1980, v. 238, p. 79–85.
40. *Code A.D., Welch G.A.* Ultraviolet photometry from the orbiting astronomical observatory. XXVI. Energy distributions of seven early type galaxies and the central bulge of M 31. — *Astroph. J.* 1978, v. 228, p. 95.
41. *van den Bergh S.* Globular clusters and Galaxy formation. — *Comments on astrophysics*, 1983, v. 10, p. 27.
42. *Freeman K.C., Illingworth G., Oemler A.Jr.* The kinematics of globular clusters in Large Magellanic cloud. — *Astroph. J.*, 1984, v. 272, p. 488–508.
43. *Шаров А.С.* Туманность Андромеды. — М.: Наука, 1982, 447 с.
44. *Fabian A.C.* X-rays from normal galaxies and clusters of galaxies. — In: *NG*, p. 181–199.
45. *Каплан С.А., Пикельнер С.Б.* Физика межзвездной среды. — М.: Наука, 1979, 592 с.
46. *Wild J.P.* Radio-frequency line spectrum of atomic hydrogen and its applications in astronomy. — *Astroph. J.*, 1952, v. 115, p. 206.
47. *Roberts M.S.* Radio observations of neutral hydrogen in galaxies. — In: *Stars and stellar systems*. — Chicago, 1976, v. 9, p. 309–357.
48. *Rots A.H.* A neutral hydrogen mapping survey of large galaxies. I. Observations. — *Astron. Astroph. Suppl. Ser.*, 1980, v. 41, p. 183.

49. *Fouque P.* Effective HI diameters of galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1983, v. 182, p. 273.
50. *Briggs F.H., Wolfe A.M., Krumm N., Salpeter E.E.* First results of a sensitive search for HI envelopes in a complete sample of spiral galaxies: Extensive HI near the isolated ScI NGC 628. : *Astroph. J.*, 1980, v. 238, p. 510.
51. *Sancisi R.* Neutral hydrogen in galaxies. — In: NG, p. 149–168.
52. *Бочкарев Н.Г., Сюняев Р.А.* Фоновое ионизирующее излучение и водород на периферии галактик. — *Астрон. журн.*, 1977, т. 54, с. 957.
53. *Baldwin J.E., Linden-Bell D., Sancisi R.* Lopsided galaxies. — *MN RAS*, 1980, v. 193, p. 313.
54. *Knapp G.R.* Interstellar matter in elliptical galaxies. — In: IKDG, p. 297–304.
55. *Rowan-Robinson M., Phillips T.G., White G.* A survey of nearby galaxies for CO. — *Astron. Astroph.*, 1980, v. 82, p. 381.
56. *Morris M., Rickard L.J.* Molecular clouds in galaxies. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1982, v. 20, p. 517.
57. *Засов А.В.* Поглощение света в спиральных галактиках. — *Астрон. журн.*, 1978, т. 55, с. 465.
58. *Greenberg J.H.* Interstellar dust. — In: *Cosmic dust*/Ed. J.A.M. Mc Donald. — N.Y.: J. Wiley, 1978, p. 187–294.
59. *Hodge P.W.* A second survey of HII regions in galaxies. — *Astroph. J. Suppl.*, 1974, v. 28, p. 391.
60. *Hodge P.W.* Size distribution of HII regions in galaxies. I. Irregular galaxies. — *Astron. J.*, 1983, v. 88, p. 1323.
61. *Соболев В.В.* Курс теоретической астрофизики. — 3-е изд. — М.: Наука, 1985, 504 с.
62. *Peimbert M.* Chemical composition of extragalactic gaseous nebulae. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1975, v. 13, p. 113.
63. *Shaver P.A., Mc Gee R.X., Newton L.M., Danks A.C., Pottash S.R.* The galactic abundance gradient. — *MN RAS*, 1983, v. 204, p. 53.
64. *Keel W.C.* An H–HII survey of the nuclei of a complete sample of spiral galaxies. — *Astroph. J. Suppl.*, 1983, v. 52, p. 229.
65. *Searle L., Sargent W.L.W.* Inferences from the composition of two dwarf blue galaxies. — *Astroph. J.*, 1972, v. 173, p. 25.
66. *Ekers D.D.* Radiocontinuum emission from galaxies. — In: NG, p. 169–180.
67. *Condon J.J., Dressell L.L.* Compact radiosources in and near bright galaxies. — *Astroph. J.*, 1976, v. 221, p. 456–467.
68. *Товмасын Г.М.* Внегалактические источники радиоизлучения. — *Астрофизика*, 1982, т. 16, с. 563.
69. *Phillips S., Disney M.* The surface brightness of spiral galaxies. II. Correlation with radio emission. — *MN RAS*, 1983, v. 205, p. 563.
70. *Аракелян М.А.* Распределение средних поверхностных яркостей галактик в скоплении в Волосах Вероники. — *Астрофизика*, 1977, т. 13, с. 651.
71. *Шкловский И.С.* Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы. — М.: Наука, 1976, 440 с.
72. *Имшенник В.С., Надёжин Д.К.* Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых. — В кн.: *Итоги науки и техники. Сер. Астрон.* — М.: ВИНТИ, 1982, т. 21, с. 63–129.
73. *Утробин В.П.* Послемаксимальные стадии кривых блеска сверхновых I типа. — *Письма в Астрон. журн.*, 1977, т. 3, с. 503.
74. *Tammann G.A.* Statistics of supernovae in external galaxies. — *Eighth Texas Symposium on relativistic astrophysics*, 1977, p. 61–65.
75. *Мнацаканян Р.Г.* О частоте вспышек СН в галактиках типа Sc. — *Астрофизика*, 1982, т. 18, с. 573.
76. *Горбачкий В.Г.* Космическая газодинамика. — М.: Наука, 1977, 360 с.
77. *Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И.* Происхождение космических лучей. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
78. *Faber S.M., Jackson R.E.* Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. — *Astroph. J.*, 1976, v. 204, p. 668.
79. *Sargent W.L.W., Schechter P.L., Boksenberg A., Shortridge K.* Velocity dispersions for 13 galaxies. — *Astroph. J.*, 1977, v. 212, p. 326.
80. *Schechter P.L., Gunn J.E.* Observations of the internal dynamics of 12 elliptical galaxies. — *Astroph. J.*, 1979, v. 229, p. 472.

81. *Illingworth G.* Dynamics of early-type galaxies. — In: IKDG, p. 257–270.
82. *Terlevich R., Davies R.L., Faber S.M., Burstein D.* The metallicities, velocity dispersions and true shapes of elliptical galaxies. — MN RAS, 1980, v. 196, p. 381.
83. *Whitmore B.C., Kirshner R.P.* Velocity dispersions in the bulges of spiral and S0 galaxies. II. Further observations and a simple three-component model for spiral galaxies. — Astroph. J., 1981, v. 250, p. 43.
84. *Davies R.L., Efstathiou G., Fall S.M., Illingworth G., Shechter P.L.* The kinematic properties of faint elliptical galaxies. — Astroph. J., 1983, v. 266, p. 41.
85. *Bosma A.* 21 cm line studies of spiral galaxies. II. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. — Astron. J., 1981, v. 86, p. 1825.
86. *Засов А.В., Кязумов Г.А.* Кривые вращения нормальных галактик. — Астрон. журн., 1983, т. 60, с. 656.
87. *Огородников К.Ф.* Динамика звездных систем. — М.: Физматгиз, 1958, 627 с.
88. *Чандрасекар С.* Эллипсоидальные фигуры равновесия. — М.: Мир, 1973.
89. *Binney J.* On the rotation of elliptical galaxies. — MN RAS, 1978, v. 183, p. 501.
90. *Агекян Т.А., Сумзина Н.К.* Исследование распределения истинных сжатий галактик в скоплениях. — Астрофизика, 1967, т. 3, с. 545.
91. *Illingworth G.* Rotation in 13 elliptical galaxies. — Astroph. J. Lett., 1977, v. 218, p. 143.
92. *Merritt D.* Tests for the intrinsic shape of elliptical galaxies. — Astron. J., 1983, v. 87, p. 1279.
93. *Benocchio L., Galetto G.* Triaxiality in elliptical galaxies. — MN RAS, 1980, v. 197, p. 885.
94. *Агекян Т.А., Воронцов-Вельяминов Б.А., Горбачкий В.Г., Дейч А.Н., Крат В.А., Мельников О.А., Соболев В.В.* Курс астрофизики и звездной астрономии. — М.: Физматгиз, 1963, 688 с.
95. *Lynden-Bell D.* Stellar dynamics: Potential with isolating integrals. — MN RAS, 1962, v. 124, p. 195.
96. *Поляченко В.Л., Фридман А.М.* Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. — М.: Наука, 1976, 448 с.
97. *Freeman K.C.* Structure and evolution of barred spiral galaxies. II. MN RAS, 1965, v. 131, p. 1.
98. *Schwarzschild M.* Shapes of unperturbed galaxies. — In: NG, p. 43.
99. *Schwarzschild M.* A numerical model for a triaxial stellar system in dynamical equilibrium. — Astroph. J., 1979, v. 232, p. 236.
100. *Merritt D.* A numerical model for a triaxial stellar system in dynamical equilibrium. II. Some dynamical features of the model. — Astroph. J. Suppl., 1980, v. 43, p. 435.
101. *Schwarzschild M.* Triaxial equilibrium models for elliptical galaxies with slow figure rotation. — Astroph. J., 1982, v. 263, p. 599.
102. *Wilkinson A., James R.* A stationary and a slowly rotating model of a triaxial elliptical galaxy. — MN RAS, 1982, v. 199, p. 171.
103. *Binney J.* The rotation curves of elliptical galaxies. — MN RAS, 1980, v. 190, p. 421.
104. *Bohn C.L.* On the equilibrium configurations of prolate equilibrium stellar systems. — Astroph. J., 1983, v. 268, p. 646.
105. *Антонов В.А.* Фигуры равновесия. — В кн.: Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. — Итоги науки и техники. Сер. Астрон. — М.: ВИНТИ, 1975, т. 10, с. 7–60.
106. *Фридман А.М.* Равновесие и устойчивость бесстолкновительных систем. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрон. — М.: ВИНТИ, 1975, т. 10, с. 61–159.
107. *Антонов В.А.* Решение задачи об устойчивости звездной системы с законом плотности Эмдена и сферическим распределением скоростей. — Вестн. ЛГУ, 1962, № 19, с. 96.
108. *Морозов А.Г., Поляченко В.Л., Шухман И.Г.* Устойчивость гравитирующих систем с квадратичным потенциалом: III. Устойчивость двух- и трехосных бесстолкновительных звездных эллипсоидов. — Астрон. журн., 1974, т. 51, с. 76.
109. *Бисноватый-Коган Г.С., Зельдович Я.Б.* О равновесных состояниях системы гравитирующих частиц. — Астрофизика, 1969, т. 5, с. 425.

110. Кондратьев Б.П. Ньютоновские потенциалы и динамика слоисто-неоднородного эллипсоида. — Астрон. журн., 1982, т. 59, с. 458.
111. Vandervoort P.O. The dynamical instability of a rotating axisymmetrical galaxy with respect to a deformation into a bar. — *Astroph. J. Lett.*, 1982, v. 256, p. 144.
112. Lake G., Norman C. Stellar and gaseous dynamics of triaxial galaxies. — *Astroph. J.*, 1983, v. 270, p. 51.
113. de Zeeuw T., Franx M., Meys J., Brink K., Habing H. The stability of axisymmetric galaxy models with anisotropic dispersions. — In: IKDG, p. 225–286.
114. Magnerat P. Periodic orbits in triaxial galactic models. — *Astron. Astroph.*, 1982, v. 108, p. 89–94.
115. Davies R.L. Observations of the dynamics of eight early type galaxies. — *MN RAS*, 1981, v. 194, p. 879.
116. Sargent W.L., Young P.J., Boksenberg A., Shortridge K., Lynds C.R., Hartwick F.D.A. Dynamical evidences for a central mass condensation in the galaxy M 87. — *Astroph. J.*, 1978, v. 221, p. 731.
117. Michard R. On the M/L ratios in elliptical galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1980, v. 91, p. 122.
118. Efsthathiou G., Ellis R.S., Carter D. Spectroscopic observations of three elliptical galaxies. — *MN RAS*, 1980, v. 193, p. 931.
119. Binney J. Dynamics of elliptical galaxies. — In: NG, p. 52–88.
120. Forman W., Jones C., Tucker W. Hot coronae around early type galaxies. — *Astrophys. J.*, 1985, v. 293, p. 102.
121. Wise A.B., Mayall N.U. Distribution of mass in the spiral nebulae Messier 31 and Messier 33. — *Astroph. J.*, 1942, v. 95, p. 24.
122. Toomre A. On the distribution of matter within highly flattened galaxies. — *Astroph. J.*, 1963, v. 138, p. 385.
123. Рольфс К. Лекции по теории волн плотности. — М.: Мир, 1980, 208 с.
124. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Prendergast K.H. The rotation and mass of NGC 2146. — *Astroph. J.*, 1959, v. 130, p. 739.
125. Кузмин Г.Г. Собственные движения галактико-экваториальных А и К звезд перпендикулярно галактической плоскости и динамическая плотность Галактики. — Публ. Тартуской обс., 1952, т. 32, № 1, с. 5.
126. Засов А.В. О влиянии балджа галактик на кривую их вращения. — *Астрон. цирк.*, 1983, № 1232, с. 1–3.
127. Кязумов Г.А., Барабанов А.В. Вращение и масса спиральных галактик NGC 1055 и сходных с ней NGC 681 и NGC 4954. — Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 329.
128. Bosma A., van de Kruit P.C. The local mass to-light ratio in spiral galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1979, v. 79, p. 281.
129. Whitmore B.C., Kirshner R.P. Velocity dispersions in the bulges of spiral and S0 galaxies. II. Further observations and a simple three component models for spiral galaxies. — *Astroph. J.*, 1981, v. 250, p. 43.
130. Monet D.G., Richstone D.D., Schechter P.L. The effect of massive disks on bulge isophotes. — *Astroph. J.*, 1981, v. 245, p. 454.
131. Rubin V.C., Ford K.W.Jr., Thohnard N., Burstein D. Rotational properties of 23 Sb galaxies. — *Astroph. J.*, 1982, v. 261, p. 439.
132. Караченцев И.Д., Минеев В.А. Вращение и массы двойных галактик. — Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 563.
133. Dressler A., Sandage A. Rotational velocities and central velocity dispersions for a sample of S0 galaxies. — *Astroph. J.*, 1983, v. 265, p. 664.
134. Чандрасекар С. Принципы динамики звездных систем. — М.: ИЛ, 1948.
135. Toomre A. On the gravitational stability of a disk of stars. — *Astroph. J.*, 1964, v. 139, p. 1217.
136. Сафронов В.С. О гравитационной неустойчивости в плоских вращающихся системах с осевой симметрией. — ДАН АН СССР, 1960, т. 130, с. 53.
137. Морозов А.Г. Об устойчивости неоднородного звездного диска. — *Астрон. журн.*, 1980, т. 57, с. 681.
138. Морозов А.Г. Об ограничениях на величину дисперсии радиальных скоростей звезд в дисках плоских галактик. — Письма в Астрон. журн., 1981, т. 7, с. 197.
139. Lindblad B. On the development of spiral structure of disk galaxies a rotating stellar systems. — *Stockholm Obs. Ann.*, 1941, v. 13, No. 10.
16. В.Г. Горбачий

140. *Lin C.C., Yuan S., Shu F.M.* On the spiral structure of disk galaxies. III. Comparison with observations. — *Astroph. J.*, 1969, v. 155, p. 721.
141. *Vandervoort P.O.* The equilibria of a highly flattened and of a highly rapidly rotating galaxy. — *Astroph. J.*, 1981, v. 161, p. 67.
142. *Kalnajs A.J.* Spiral structure viewed as a density wave. — *Proc. Australian Soc. Astron.*, 1973, v. 2, p. 174.
143. *Lynden-Bell D., Kalnajs A.J.* On the mechanism that structures galaxies. — *MN RAS*, 1979, v. 187, p. 101.
144. *Contopoulos G., Papayannopoulos Th.* Orbits in weak and strong bars. — *Astron. Astroph.*, 1980, v. 92, p. 33.
145. *Sanders R.H., Huntley J.M.* Gas response to oval distortions in disk galaxies. — *Astroph. J.*, 1976, v. 209, p. 53.
146. Антонов В.А. Фигуры равновесия вращающихся жидкостей, обладающие особыми точками. — *Вестн. Ленингр. ун-та*, 1967, № 13, с. 157.
147. *Lynden-Bell D., Kalnajs A.J.* On the generating mechanism of spiral structure. — *MN RAS*, 1972, v. 157, p. 1.
148. *Hohl F.* Dynamics of plane stellar systems. — *Astroph. Sp. Sci.*, 1971, v. 14, p. 91.
149. Дибай Э.А., Каплан С.А. Размерность и подобие астрофизических величин. — М.: Наука, 1976, 400 с.
150. *Berman R.H., Brownrigg D.R.K., Hockney R.W.* Numerical models of galaxies — I. The variability of spiral structure. — *MN RAS*, 1978, v. 185, p. 861.
151. *Ostriker J.P., Peebles P.J.T.* A numerical study of the stability of flattened galaxies or can cold galaxies survive. — *Astroph. J.*, 1973, v. 186, p. 467.
152. Морозов А.Г. Исследование динамики моделей звездных дисков в численных экспериментах. — *Астрон. журн.*, 1981, т. 58, с. 34.
153. *Miller R.H., Smith B.F.* Dynamics of stellar bar. — *Astroph. J.*, 1979, v. 227, p. 785.
154. *Combes P., Sanders R.H.* Formation and properties of persisting stellar bars. — *Astron. Astroph.*, 1981, v. 96, p. 164.
155. *Sellwood J.A., Carlberg R.G.* Spiral instabilities provoked by accretion and star formation. — *Astroph. J.*, 1984, v. 282, p. 61.
156. *Toomre A.* Group velocity of spiral waves in galactic disks. — *Astroph. J.*, 1969, v. 158, p. 899.
157. Марочник Л.С., Сучков А.А. Проблема спиральной структуры галактик. — *УФН*, 1974, т. 112, с. 275.
158. *Toomre A.* Theories of spiral structure. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1977, v. 15, p. 437.
159. *Goldreich P., Lynden-Bell D.* Spiral arms as sheared gravitational instabilities. — *MN RAS*, 1965, v. 130, p. 125.
160. *Toomre A.* What amplifies the spirals? — In: NG, p. 111–134.
161. *Field G.* Thermal instability. — *Astroph. J.*, 1965, v. 142, p. 531.
162. *Draine B.T.* Photoelectric heating of interstellar gas. — *Astroph. J. Suppl.*, 1978, v. 36, p. 595.
163. *Kafatos M.* Time-dependent radiative cooling of a hot low-density cosmic gas. — *Astroph. J.*, 1973, v. 182, p. 433.
164. *Mathews G., Baker J.C.* Galactic winds. — *Astroph. J.*, 1971, v. 170, p. 241.
165. Крицук А.Г. Нелинейные эффекты тепловой неустойчивости. I. Охлаждение межзвездной среды. — *Астрон. журн.*, 1985, т. 62, с. 66.
166. Кузнецов В.Д., Птушкин В.С. Влияние космических лучей на устойчивость гидростатического равновесия гало галактик. — *Письма в Астрон. журн.*, 1983, т. 9, с. 138.
167. Аршуткин Л.Н., Колесник И.Г. Структура массивных молекулярных облаков. — *Астрофизика*, 1984, т. 21, с. 147.
168. Горбачук В.Г. Новоподобные и новые звезды. — М.: Наука, 1974, 183 с.
169. *Reimers D.* Mass loss from red giant stars. — *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège*, 6 Ser.; 1975, v. 8, p. 369.
170. *Kwok S.* From red giants to planetary nebulae. — *Astroph. J.*, 1982, v. 258, p. 280.
171. *Nugis T.* Mass loss rates of Wolf-Rayet stars and the velocity structure of their winds. — Preprint A 1, АН Эстр.СССР. — Tallinn, 1983.
172. *Lamers H.J.G.L.M.* Stellar winds and their interaction with the interstellar medium. — In: *Diffuse matter in galaxies*, Cargese 1982/Ed. D. Reidel. — Dordrecht, 1983, p. 35–44.

173. Bruhweiler F., Güll T., Kafatos M., Sofia S. Stellar winds, supernovae and the origin of HI supershells. — *Astroph. J. Lett.*, 1980, v. 238, p. L27.
174. Larson R.B. The evolution of protostar. — *Fundam. of Cosm. Phys.*, 1974, v. 1, p. 1.
175. Колесник И.Г. Гидродинамика стадии образования звезд. — В кн.: Ранние стадии образования звезд. — Киев: Наукова думка, 1977, с. 29–39.
176. Tscharnutter W. On the collapse of rotating protostar. — *Astron. Astroph.*, 1975, с. 39, p. 207.
177. Schmidt M. The rate of star formation. — *Astroph. J.*, 1959, v. 129, p. 243.
178. Bruck M.T. The nature, distribution and evolution of stellar populations in the Small Magellanic Cloud. — *Astron. Astroph.*, 1980, v. 87, p. 92.
179. Горбачук В.Г. О причинах низкого содержания газа в эллиптических галактиках. — *Астрофизика*, 1980, т. 15, с. 637.
180. Freedman W.L., Madore B.F. Time evolution of disc galaxies, undergoing stochastic self-propagating star formation. — *Astroph. J.*, 1983, v. 265, p. 140.
181. Сучков А.А. Статистические свойства звездных населений: свидетельства об активных фазах в эволюции галактик. — *Письма в Астрон. журн.*, 1977, т. 3, с. 165.
182. Сильченко О.К. Вспышки звездообразования в ядрах Sc галактик. — *Астрон. журн.*, 1984, т. 61, с. 634.
183. Trinh X. Thuan. Blue compact dwarf galaxies II: Near-infrared studies and stellar populations. — *Astroph. J.*, 1983, v. 268, p. 667.
184. Lequeux J., Valfond F. HI observations and star formation in the blue compact galaxy I Zw 18. — *Astron. Astroph.*, 1980, v. 91, p. 269.
185. Bregman J. Galactic winds and Hubble sequence. — *Astroph. J.*, 1978, v. 224, p. 768.
186. Sanders R.H. Hot gusts from elliptical galaxies. — *Astroph. J.*, 1981, v. 244, p. 820.
187. Абрамян М.Г., Оганесян Р.С. Межзвездная среда в сферондальных галактиках. — *Астрофизика*, 1977, т. 13, с. 253.
188. Каплан С.А., Оганесян Р.С., Абрамян М.Г. Некоторые вопросы кинетической теории дифференциально вращающейся межзвездной среды в галактиках. — *Астрофизика*, 1977, т. 13, с. 263.
189. Stein W.A. Dust in galaxies. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1983, v. 21, p. 177.
190. Горбачук В.Г. О возможности выметания газа из галактики под действием давления излучения активного ядра. — *Астрофизика*, 1982, т. 18, с. 234.
191. Пикельнер С.Б. Межзвездный газ и магнитное поле. — *Изв. КрАО*, 1953, т. 10, с. 74.
192. Spitzer L. On a possible interstellar galactic corona. — *Astroph. J.*, 1956, v. 124, p. 20.
193. Savage B.D., de Boer K.S. Ultraviolet absorption by interstellar gas at large distances from the galactic plane. — *Astroph. J.*, 1981, v. 243, p. 460.
194. Silk J. Does the Galaxy posses a gaseous halo? — *Comments Astroph. Sp. Phys.*, 1974, v. 6, p. 1.
195. Albert C.E. Neutral interstellar gas in the lower galactic halo. — *Astroph. J.*, 1983, v. 272, p. 509.
196. Fabian A.C., Schwarz J., Forman W. The retention of hot gas in elliptical galaxies. — *MN RAS*, 1980, v. 192, p. 135.
197. Chevalier R.A., Oegerle W.R. The galactic corona. — *Astroph. J.*, 1979, v. 227, p. 398.
198. Bregman J.N. The galactic fountain of high-velocity clouds. — *Astroph. J.*, 1980, v. 236, p. 577.
199. Кричук А.Г. Нелинейные эффекты тепловой неустойчивости. II. Поле тяготения и морфология конденсаций. — *Канд. дис. — ЛГУ*, 1984.
200. Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б. Контакт горячего и холодного газов и эволюция холодных облаков в межгалактической среде. — *ЖЭТФ*, 1981, т. 80, с. 801.
201. Cohen R.J. A high velocity HI stream interacting with the galactic dick. — *MN RAS*, 1981, v. 196, p. 835.
202. Oort J.H. Infall of gas from intergalactic space. — *Nature*, 1969, v. 224, p. 1158.
203. Халкава С. Физика космических лучей: Ч. 2. — *Астрофизический аспект*. — М.: Мир, 1974.
204. Roberts W.W. Large-scale shock formation in spiral galaxies and its implications on star formation. — *Astroph. J.*, 1969, v. 158, p. 123.
205. Shu F.H., Milone V., Gebel W., Yuan C., Goldsmith D.W., Roberts W. Galactic shocks in an interstellar medium with two stable phases. — *Astroph. J.*, 1972, v. 173, p. 557.

206. Woodward P.R. On the nonlinear time development of gas flow in spiral density waves. — *Astroph. J.*, 1975, v. 195, p. 61.
207. Tubbs A.D. Galactic spiral shocks: vertical structure, thermal phase effects and self-gravity. — *Astroph. J.*, 1980, v. 239, p. 882.
208. Марочник И.С., Берман Б., Мишуrow Ю.Н., Сучков А.А. Large-scale flow of interstellar gas in galactic spiral waves: effects of thermal balance and self-gravitation. — *Astroph. Sp. Sci.*, 1983, v. 89, p. 177.
209. Roberts W.W., Hausman M.A. Spiral structure and star formation. I. Formation mechanisms and mean free paths. — *Astroph. J.* 1984, v. 277, p. 744.
210. Мишуrow Ю.Н., Павловская Е.Д., Сучков А.А. Определение параметров спиральной структуры Галактики по кинематике звезд. — *Астрон. журн.*, 1979, т. 56, с. 268.
211. Михайловский А.А., Петиашвили В.И., Фридман А.М. Нелинейная теория устойчивости вращающегося гравитирующего диска. — *Астрон. журн.*, 1979, т. 56, с. 279.
212. Hunter C. Self-gravitating stellar disks. — *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1972, v. 4, p. 219.
213. Каплан С.А., Ходатаев К.В., Цытович В.Н. Спиральные волны плотности как солитоны в газовых или звездных дисках. — *Письма в Астрон. журн.*, 1977, т. 3, с. 13.
214. Фридман А.М. О кольцевых структурах в спиральных галактиках. — *Письма в Астрон. журн.*, 1978, т. 4, с. 243.
215. Чурилов С.Н., Шухман И.Г. Слабая турбулентность в самогравитирующем газовом диске: Регулярные трехволновые процессы. — *Астрон. журн.*, 1981, т. 58, с. 260.
216. Морозов А.Г., Незлин Е.Н., Снежжа М.В., Фридман А.М. Моделирование процесса генерации спиральной структуры галактик на установке с вращающейся жидкостью. — *Письма ЖЭТФ*, 1984, т. 39, с. 504.
217. Морозов А.Г. Генерация спиральной структуры в плоских галактиках с двугорбыми кривыми вращения. — *Астрон. журн.*, 1979, т. 56, с. 498.
218. Piddington J.H. Origin of galactic spiral structure. — *Astroph. Sp. Sci.*, 1978, v. 59, p. 237.
219. Tubbs A.D., Sanders R.H. Persistence of gaseous warps. — *Astroph. J.*, 1979, v. 230, p. 736.
220. Hunter C., Toomre A. Dynamics of the bending of the galaxy. — *Astroph. J.*, 1969, v. 155, p. 747.
221. Toomre A. Theories of warps. — In: IKDG, p. 177–186.
222. Simonson G.F., Tohline J.E. Estimating of tumble rates of galaxy halos. — *Astrophys. J.*, 1983, v. 268, p. 638.
223. Dekel A., Shlosman. Galactic warps in tilted halos. — In: IKDG, p. 187–189.
224. Горбачкий В.Г., Сербин В.М. Перенос углового момента в галактическом диске при взаимодействии облаков межзвездного газа. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 79.
225. Кузмин Г.Г. Модель стационарной галактики, допускающая трехосное распределение скоростей. — *Астрон. журн.*, 1956, т. 33, с. 27.
226. Freeman K.C. On the disks of spiral and S0 galaxies. — *Astroph. J.*, 1970, v. 160, p. 811.
227. Abell G.O. Clustering of galaxies. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1965, v. 3, p. 1.
228. Bautz L.P., Morgan W.W. On the classification of the forms of clusters of galaxies. — *Astroph. J. Lett.*, 1970, v. 162, p. L149.
229. Rood H.J., Sastri G.N. Tuning fork classification of rich clusters of galaxies. — *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1971, v. 83, p. 313.
230. Аракелян М.А. Скопления галактик. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. — М.: ВИНТИ, 1981, т. 18, с. 83–122.
231. Dressler A. The dynamics and of cD galaxy in Abell 2029. — *Astroph. J.*, 1980, v. 231, p. 659.
232. White R.A. Some morphological characteristics of clusters of galaxies. — *Astroph. J.*, 1978, v. 226, p. 591.
233. Mc Glynn T.A., Ostriker J.P. Galactic cannibalism. IV. The evidence-correlations between dynamical time scales and Bautz–Morgan type. — *Astroph. J.*, 1980, v. 241, p. 915.
234. Carter D., Metcalfe N. The morphology of clusters of galaxies. — *MN RAS*, 1980, v. 191, p. 325.

235. *Rudnick L., Owen D.N.* Interferometer observations of radiosources in clusters of galaxies. IV. — *Astron. J.*, 1977, v. 82, p. 1.
236. *Jaffe W.J., Perola G.C., Valentijn E.A.* A Westerbork survey of rich clusters of galaxies. III. Observations of the Coma cluster at 610 MHz. — *Astron. Astroph.*, 1976, v. 49, p. 179.
237. *Yahil A., Vidal N.V.* The velocity distribution of galaxies in clusters. — *Astroph. J.*, 1977, v. 214, p. 347.
238. *Hickson P.* Systematic properties of compact groups of galaxies. — *Astroph. J.*, 1982, v. 255, p. 382.
239. *Тернер Э.Л.* Оптические исследования малых групп галактик. — В кн.: Крупномасштабная структура Вселенной. — М.: Мир, 1981, с. 32–40.
240. *Gott III J.R., Turner E.L.* Groups of galaxies. IV. The multiplicity function. — *Astroph. J.*, 1977, v. 216, p. 357.
241. *Turner E.L., Aarseth S.J., Gott III J.R., Blachard R.D., Mathieu R.D.* N-body simulations of galaxy clustering. II. Groups of galaxies. — *Astroph. J.*, 1979, v. 228, p. 684.
242. *Азекян Т.А.* Метод исследования структуры наблюдаемого поля Галактики и Метагалактики. — *Вестн. ЛГУ*, 1982, № 19, с. 77.
243. *Rudnicki K., Dworak T.Z., Flin P.A.* A catalogue of 15 630 galaxies in the Yagellonian field. — *Acta Cosmologica*, 1979, v. 1, p. 7.
244. *Азекян Т.А., Якимов С.П.* Структура наблюдаемого поля объектов. I. Определение кратности скоплений галактик. — *Астрон. журн.*, 1986, т. 63, с. 214.
245. *Peebles P.J.E.* The large-scale structure of the Universe. — Princeton, 1980 (рус. пер.: Структура Вселенной в больших масштабах. — М.: Мир, 1983, 408 с.).
246. *Таммани Г., Краан А.* Окрестности Галактики. — В кн.: Крупномасштабная структура Вселенной. — М.: Мир, 1981, с. 84–110.
247. *Гулли Р.Б., Фишер Д.* Близкие малые группы галактик. — Там же, с. 41–60.
248. *Эйнасто Я., Клытин А.А., Саар Э., Шандарин С.* Structure of superclusters and supercluster formation. III. Quantitative study of the local supercluster. — *MN RAS*, 1984, v. 206, p. 529.
249. *Караченцев И.Д.* Однородная выборка двойных галактик. III. Особенности кинематики и структуры. — *Астрофизика*, 1981, т. 17, с. 675.
250. *Sulentic J.W.* Analysis of the Karachentsev 6 meter redshift sample for binary galaxies. — *Astroph. J.*, 1982, v. 252, p. 439.
251. *Turner E.L.* Binary galaxies. II. Dynamics and mass to light ratio. — *Astroph. J.*, 1976, v. 208, p. 304.
252. *Караченцев И.Д., Фесенко В.И.* Анализ выборки двойных галактик Тернера. — *Астрофизика*, 1979, т. 15, с. 217.
253. *Noerdlinger P.D.* Binary galaxy statistics. III. Correlations in angular measures, sense of rotation and type. — *Astroph. J.*, 1979, v. 229, p. 877.
254. *Аракелян М.А.* К статистике морфологических типов галактик и компонентов пар. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 665.
255. *Аракелян М.А.* Распределение видимых величин и светимостей двойных галактик. — Там же, с. 673.
256. *Davis M., Geller M.J.* Galaxy correlations as a function of morphological type. — *Astroph. J.*, 1976, v. 208, p. 13.
257. *Page Th.* Spectral lines and radial velocities of galaxies in pairs. — *Astroph. J.*, 1969, v. 159, p. 791.
258. *Faber S.M., Gallagher J.S.* Masses and mass-to-light ratios of galaxies. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1979, v. 17, p. 135.
259. *Караченцев И.Д.* Сводка определений отношения массы к светимости для 440 двойных галактик. — *Астрофизика*, 1980, т. 16, с. 217.
260. *Фесенко В.И.* Проблема движения в системах галактик. — *Астрон. журн.*, 1976, т. 53, с. 212.
261. *Peterson S.D.* Double galaxies II. Data analysis and a galaxian mass (M/L) determination. — *Astroph. J.*, 1979, v. 232, p. 20.
262. *Караченцев И.Д.* Однородная выборка двойных галактик. I. Эффекты избирательности и проекции. — *Астрофизика*, 1981, т. 17, с. 249.
263. *Караченцева В.Е., Караченцев И.Д.* Изолированные триплеты галактик: Вириальные отношения масса — светимость. — *Астрофизика*, 1982, т. 18, с. 5.

264. *White C.D., Huchra J., Lathan D., Davis M.* An observational study of binary galaxies. — *MN RAS*, 1983, v. 203, p. 701.
265. *Бисноватый-Козан Г.С.* Интегральные характеристики двойных галактик с учетом приливных сил. — *Астрофизика*, 1984, т. 21, с. 86.
266. *Schweizer F.* Observational evidence for mergers. — *In: IKDG*, p. 319–329.
267. *Tremaine S.* Galaxy mergers. — *In: NG*, p. 67–84.
268. *White S.D.M.* Simulations of galaxy mergers. — *In: IKDG*, p. 337–345.
269. *Spitzer L.Jr., Hart M.H.* Random gravitational encounters and the evolution of spherical systems. I. Method. — *Astroph. J.*, 1971, v. 164, p. 399.
270. *Снурцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. — М.: Мир, 1965, с. 212.
271. *White S.D.M.* Simulating of sinking satellites. — *Astroph. J.*, 1983, v. 274, p. 53.
272. *Negroponte J., White S.D.M.* Simulations of mergers between disc-halo galaxies. — *MN RAS*, 1983, v. 205, p. 1009.
273. *Thuan T.X., Romanishin W.* The structure of giant elliptical galaxies in poor clusters of galaxies. — *Astroph. J.*, 1981, v. 248, p. 439.
274. *Hausman M.A., Ostriker J.P.* Galactic cannibalism. III. The morphological evolution of galaxies and clusters. — *Astroph. J.*, 1979, v. 224, p. 320.
275. *Aarseth S.J., Fall S.M.* Cosmological N-body simulations of galaxy merging. — *Astroph. J.*, 1980, v. 236, p. 43.
276. *Cooper R.G., Miller R.H.* A note on the dynamics of galaxy clusters. — *Astroph. J.*, 1982, v. 254, p. 16.
277. *Duncan M.J., Farouki R.T., Shapiro S.L.* Simulation of galaxy mergers. Cannibalism and dynamical friction. — *Astroph. J.*, 1983, v. 271, p. 22.
278. *Козлов Н.Н., Сюняев Р.А., Энеев Т.М.* Приливное взаимодействие галактик. — *ДАН СССР*, 1972, т. 204, с. 579.
279. *Toomre A., Toomre J.* Galactic bridges and tails. — *Astroph. J.*, 1972, v. 178, p. 623.
280. *Коровяковская А.А., Коровяковский Ю.П.* Моделирование приливного взаимодействия галактик. — *Изв. САО*, 1982, т. 16, с. 116.
281. *Фридман А.М.* О критерии применимости численных моделей взаимодействующих галактик. — Письма в *Астрон. журн.*, 1978, т. 4, с. 207.
282. *Merritt D.* Relaxation and tidal stripping in rich clusters of galaxies. I. Evolution of mass distribution. — *Astroph. J.* 1983, v. 264, p. 24.
283. *Richstone D.O.* Collisions of galaxies in dense clusters. I. Dynamics of collisions of two galaxies. — *Astroph. J.*, 1975, v. 200, p. 535.
284. *Агекян Т.А., Петровская И.В.* О распределении плотности в сферических скоплениях звезд и галактик. — *Тр. АО ЛГУ*, 1982, т. 19, с. 187.
285. *Schwarzschild M.* Mass distribution and mass-luminosity ratio in galaxies. — *Astron. J.*, 1954, v. 59, p. 273.
286. *Rood H.J., Page T.L., Kintner E.C., King I.R.* The structure of the Coma clusters of galaxies. — *Astroph. J.*, 1972, v. 175, p. 627.
287. *Амбарцумян В.А.* Об эволюции галактик. — *Изв. АН Арм. ССР. Сер. физ.-мат. наук*, 1958, т. 11, № 5, с. 9.
288. *Теребиж В.Ю.* К оценке вириальных масс систем галактик. — *Астрон. журн.*, 1979, т. 59, с. 258.
289. *Valtonen M.J., Byrd G.G.* A binary model for the Coma cluster of galaxies. — *Astroph. J.*, 1979, v. 230, p. 655.
290. *Аракелян М.А., Крицук А.Г.* К оценке кинетических энергий скоплений галактик. — *Астрофизика*, 1981, т. 17, с. 709.
291. *Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., Хлопов М.Ю.* Астрономические следствия массы покоя нейтрино. II. Спектр возмущений плотности и флуктуации микроволнового фона. — Письма в *Астрон. журн.*, 1980, т. 6, с. 465.
292. *Barnes J.* Evolution toward equipartition in galaxy clusters and its effect on virial M/L estimations. — *MN RAS*, 1983, v. 203, p. 223.
293. *Lynden-Bell D.* Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems. — *MN RAS*, 1967, v. 136, p. 101.
294. *Allen A.J., Yabushita S.* On galaxy interactions during violent relaxation of clusters. — *Astroph. J.*, 1984, v. 278, p. 468.
295. *Farouki R.T., Hoffman G.L., Salpeter E.E.* The collapse and violent relaxation of N-body systems. Mass segregation and the secondary maximum. — *Astroph. J.*, 1983, v. 271, p. 11.

296. *Rose J.A., Graham J.A.* Mass-to-light ratios of two compact groups of galaxies. — *Astroph. J.*, 1979, v. 231, p. 320.
297. *Carnavalli P., Cavaliere A., Santangelo P.* Merging instability in groups of galaxies. — *Astroph. J.*, 1982, v. 249, p. 449.
298. *Ginricin G., Mardirosian F., Mezzetti M.* Effects of different weighting procedures of the virial parameters of groups of galaxies. — *Astroph. J.*, 1982, v. 255, p. 361.
299. *Oort J.H.* Superclusters. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1983, v. 21, p. 373.
300. *Bahcall N.A., Soneira R.M.* A supercluster catalogue. — *Astroph. J.*, 1984, v. 277, p. 27.
301. *Fukunaga M.* Radial distribution of giant molecular clouds: consequences of viscous torque in the system of giant molecular clouds. — *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1983, v. 35, p. 173.
302. *Binggelli B.* The shape and orientation of clusters of galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1982, v. 107, p. 338.
303. *Thompson L.A.* The angular momentum properties of galaxies in rich clusters. — *Astroph. J.*, 1976, v. 209, p. 22.
304. *Эйнacro Я., Йисер М., Саар Э.* Structure of superclusters and supercluster formation. III. — *MN RAS*, 1983, v. 193, p. 353.
305. *Tazo Э., Эйнacro Я., Саар Э.* Structure of superclusters and supercluster formation. IV. Spatial distribution of clusters of galaxies in the Coma Supercluster and its large-scale environment. — *MN RAS*, 1984, v. 206, p. 559.
306. *Forman W., Jones G.* X-ray imaging observations of clusters of galaxies. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1982, v. 20, p. 547.
307. *Lea S.M., Reysert G., Mushotzky R.F., Baity W.A., Gruber D.E., Rothshild R.E., Priminy F.A.* High energy X-ray observations of the Virgo cluster and A 2142. — *Astroph. J.*, 1981, v. 246, p. 349.
308. *Bahcall N.A.* The X-ray luminosity function of clusters of galaxies: predictions from a thermal bremsstrahlung model. — *Astroph. J. Lett.*, 1979, v. 232, p. L83.
309. *Bechtold J., Forman W., Giacconi R., Jones C., Schwarz J., Tucker W., van Speybroeck L.* The X-ray morphology of Abell 1367. — *Astroph. J.*, 1983, v. 265, p. 26.
310. *Harris D.S., Robertson J.G., Dewdney P.E., Costain C.H.* Radio and X-ray galaxies in Abell 566. — *Astron. Astroph.*, 1982, v. 111, p. 299.
311. *Beers T.C., Huchra J.P., Geller M.J.* Galaxy clusters with multiple components. II. Abell 115. — *Astroph. J.*, 1983, v. 264, p. 356.
312. *Ulmer M.P., Cruddace R.G.* Three rich clusters of galaxies with bimodal or clumpy X-ray morphology. — *Astroph. J.*, 1982, v. 258, p. 434–438.
313. *Mushotzky R.F., Smith B.W.* X-ray spectra of clusters of galaxies. — *Highlights of astron.*, 1980, v. 5, p. 735–740.
314. *Rephaeli Y.* The distribution and mass of iron in the intracluster space of rich clusters of galaxies. — *Astroph. J.*, 1978, v. 225, p. 335.
315. *Горбацкий В.Г.* Об источниках тепловой энергии межгалактического газа в скоплениях галактик. — *Астрофизика*, 1983, т. 20, с. 61.
316. *Diessler A., Gunn J.E.* Spectroscopy of galaxies in distant clusters. I. First results for 3C 295 and 0024 + 1654. — *Astroph. J.*, 1982, v. 263, p. 533.
317. *Сидоров К.А.* О времени установления ионизационного равновесия в горячем разреженном газе. — *Астрофизика*, 1985, т. 21, с. 353.
318. *Haynes M.P.* Intergalactic HI and tidal debris within groups of galaxies. — In: *The large-scale characteristics of the Galaxy*. — D. Reidel, Dordrecht, 1979, p. 567–573.
319. *Schneider S.E., Helou G., Salpeter E.E., Terzian Y.* Discovery of a large intergalactic HI cloud in the M 96 group. — *Astroph. J. Lett.*, 1983, v. 273, p. L1.
320. *Fisher J.R., Tully R.B.* Upper limits on the space density of intergalactic neutral hydrogen clouds. — *Astroph. J. Lett.*, 1981, v. 243, p. L23.
321. *Chaffee F.H.Jr.* Optical and ultraviolet spectroscopy of galaxies and QSO's. — *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1983, v. 95, p. 700.
322. *Briggs F.H.* An outlying ring of neutral hydrogen around the Sc I galaxy NGC 628. — *Astroph. J.*, 1982, v. 259, p. 544.
323. *Shanks I., Fong R., Green M.R., Clowes R.G., Savage A.* Clustering of quasars. — *MN RAS*, 1983, v. 203, p. 181.
324. *Field G.* The intergalactic medium. — *Ann. Rev. Astr. Astroph.*, 1972, v. 10, p. 227.

325. *Вощинников Н.В., Херсонский В.К.* Излучение газа и пыли в скоплениях галактик в радиодиапазоне. — *Астрофизика*, 1984, т. 21, с. 461.
326. *Сюняев Р.А., Зельдович Я.Б.* The observation of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the cluster of galaxies. — *Comm. astroph. Sp. Sci.*, 1972, v. 4, с. 173.
327. *Mills B.Y., Hunstead R.W.* Radio-optical studies of a complete sample of Abell clusters.— In: ERS, p. 85–86.
328. *Алиакберов К.Д., Дагкесаманский Р.Д., Шутенков В.Г.* Радиоизлучение скоплений галактик из каталога Эйбла на частоте 102,5 МГц. — *Астрон. журн.*, 1983, т. 60, с. 9.
329. *Hanish R.J.* Common properties of clusters of galaxies containing radio halos and its implications for models of radio halo formation. — *Astron. Astroph.*, 1983, v. 116, p. 137.
330. *Jaffe W.* On the morphology of the magnetic field in galaxy clusters. — *Astroph. J.*, 1980, v. 241, p. 925.
331. *Волков Е.В., Иванов Л.Н.* О выпадении на галактику газа из скопления. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 91.
332. *Gunn J.E., Gott J.R.* III. On the infall of matter into clusters of galaxies and some effects on their evolution. — *Astroph. J.*, 1976, v. 176, p. 1.
333. *Gisler G.R.* The fate of gas in elliptical galaxies and the density evolution of radio sources. — *Astron. Astroph.*, 1977, v. 51, p. 137.
334. *Lea S.M., De Young D.S.* The dynamical interaction between galaxies and intracluster gas in clusters of galaxies. — *Astroph. J.*, 1976, v. 210, p. 647.
335. *Toyama K., Ikeuchi S.* Dynamical ablation of interstellar gas from a disk galaxy. — *Progr. of Theor. Phys.*, 1980, v. 64, p. 831.
336. *Крицук А.Г.* Динамика выметания межзвездных облаков из вращающейся галактики при движении ее в межгалактической среде. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 471.
337. *Clutton-Brock M., Innanen K.A., Papp K.A.* A theory for gravitational potential of spheroidal stellar systems and its application to the Galaxy. — *Astroph. Sp. Sci.*, 1977, v. 47, p. 299.
338. *Gisler G.R.* On the morphology of galaxies in clusters. — *Astron. J.*, 1980, v. 85, p. 623.
339. *Kent S.M.* On the demise of disk galaxies in rich-clusters. — *Astroph. J.*, 1981, v. 245, p. 805.
340. *Giovanelli R., Chincarini G.L., Haynes M.P.* The HI content of galaxies in the Hercules supercluster. — *Astroph. J.*, 1981, v. 247, p. 383.
341. *Giovanelli R., Haynes M.P.* The HI extent the deficiency of spiral galaxies in the Virgo cluster. — *Astron. J.*, 1983, v. 88, p. 881.
342. *Beers T.C., Geller M.J.* The environment of D and cD galaxies. *Astroph. J.*, 1984, v. 274, p. 491.
343. *Bijleveld W., Valentijn E.A.* Radio and X-ray observations in the Abell 2241 galaxy cluster. — *Astron. Astroph.*, 1982, v. 111, p. 50.
344. *Valentijn E.A., Bijleveld W.* The trivariate (radio, optical, X-ray) luminosity function of cD galaxies. — *Astron. Astroph.* 1983, v. 125, p. 223.
345. *Kriss G.A., Giotti D.F., Canizares E.R.* The X-ray emitting gas in poor clusters with central dominant galaxies. — *Astroph. J.*, 1983, v. 272, p. 439.
346. *Cowey L.L., Binney J.B.* Radiative regulation of gas flow within clusters of galaxies: A model for cluster X-ray sources. — *Astroph. J.*, 1977, v. 215, p. 723.
347. *Cowey L.L., Hu E.M., Jenkins E.B., York D.G.* Two dimensional spectrophotometry of the cores of X-ray luminous objects. — *Astroph. J.*, 1983, v. 272, p. 29.
348. *Mathews W.G., Bregman J.K.* Radiative accretion flow onto giant galaxies in clusters. — *Astroph. J.*, 1978, v. 224, p. 308.
349. *Binney J., Cowey L.L.* X-ray emission from M 87: A pressure confined cooling atmosphere surrounding a low mass galaxy. — *Astroph. J.*, 1981, v. 247, p. 464.
350. *Mushotzky R., Lea S.M., Holt S.S.* Einstein observatory solid state spectrometer observations of M 87 and Virgo cluster. — *Astroph. J.*, 1982, v. 262, p. 24.
351. *Fabricant D., Gorenstein P.* Further evidence for M 87's dark halo. — *Astroph. J.*, 1983, v. 267, p. 535.
352. *Волков Е.В.* Условия равновесия газа в поле тяготения массивных центральных галактик скоплений. — *Астрон. журн.*, 1985, т. 62, с. 516.

353. *Forman W., Jones C., Tucker W.* Clusters of galaxies as a probe of the intercluster medium. — *Astroph. J.*, 1984, v. 277, p. 19.
354. *Dennison B.* Formation of radio halos in clusters of galaxies from cosmic-ray protons. — *Astroph. J. Lett.*, 1980, v. 239, p. L93.
355. *Vestrand W.Th.* Coma type radio halos and cluster X-ray morphology. — *Astron. J.*, 1982, v. 87, p. 1266.
356. *Сотникова Н.Я.* Взаимодействие частиц высоких энергий с межгалактической средой. — *Астрофизика*, 1984, т. 21, с. 103.
357. *Jones D., Sramek R.A., Terzian R.* Extended radio emission aligned with compact nuclear sources in normal galaxies. — *Astroph. J. Lett.*, 1981, v. 247, p. L57.
358. *Гинзбург В.Л., Озерной Л.М.* О температуре межгалактического газа. — *Астрон. журн.*, 1965, т. 42, с. 943.
359. *Cavaliere A., Danese L., Zotti G.D., Fromeschini A.* The X-ray background 2 – 50 keV a superposition of known sources or evidence of a new component. — *Space Sci. Rev.*, 1981, v. 30, p. 101.
360. *De Young D.S.* On the origin and evolution of iron-enriched gas in clusters of galaxies. — *Astroph. J.*, 1978, v. 223, p. 47.
361. *Гинзбург В.Л., Птушкин В.С.* О происхождении космических лучей: Некоторые проблемы астрофизики высоких энергий. — *УФН*, 1975, т. 117, с. 585.
362. *Fabian A.C., Kembhavi A.K.* The intergalactic medium. — In: *ERS*, p. 453–459.
363. *Cavaliere A., Fusco-Famiano R.F.* X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1976, v. 49, p. 137.
364. *Cavaliere A., Fusco-Famiano R.F.* New models for the intracluster gas. — *Astron. Astroph.*, 1981, v. 100, p. 194.
365. *Сидоров К.А.* Гидростатические модели газа в скоплениях, нестационарных в регулярном поле. — *Астрофизика*, 1985, т. 22, с. 759.
366. *White S.D.M., Silk J.* The X-ray structure of two rich galaxy clusters and its implications for the detectability of microwave diminution. — *Astroph. J.*, 1980, v. 241, p. 864.
367. *Smith B.W., Mushotzky R.F., Serlemitsos P.J.* *OSO X-ray spectra of clusters of galaxies. II. Discussion.* — *Astroph. J.*, 1979, v. 227, p. 37.
368. *Perrenod S.C.* The evolution of cluster. — *Astroph. J.*, 1978, v. 226, p. 566.
369. *Gingold R.A., Perrenod S.C.* The evolution of cluster X-ray sources: subcluster collisions. — *MN RAS*, 1979, v. 187, p. 371.
370. *Nepveu M.* Some problems with the evolution of gas in clusters of galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1981, v. 101, p. 352.
371. *Маркарян Б.Е., Липовецкий В.А., Степанян Дж.А.* Галактики с ультрафиолетовым континуумом. — *Астрофизика*, 1979, т. 15, с. 549.
372. *Дибай Э.А.* Нестационарные явления в галактиках. — В кн.: *Итоги науки и техники. "Проблемы внегалактической астрономии"*. — М.: ВИНТИ, 1981, т. 18, с. 48–82.
373. *Дибай Э.А.* Параметры оптической переменности активных галактик. — *Астрон. журн.*, 1984, т. 61, с. 10.
374. *Weistrop D.* BL Lac objects and their associated galaxies. — In: *ERS*, p. 377–382.
375. *Rakos K.D., Fiala N.* The nature of the nebula around BL Lac. — *Astron. Astroph.*, 1983, v. 124, p. L11.
376. *Tyson J.A., Baum W.A., Kreidl T.* Deep CCD images of 3C 273. — *Astroph. J. Lett.*, 1982, v. 257, p. L1.
377. *Hutchings J.B., Crampton D., Campbell B.* Optical imaging of 78 quasars and host galaxies. — *Astroph. J.*, 1984, v. 280, p. 41.
378. *Osterbrock D.E.* Optical spectra of radio loud and radioquiet active galactic nuclei. — In: *ERS*, p. 369–371.
379. *Теребиж В.Ю.* Функция светимости сейфертовских галактик. — *Астрофизика*, 1980, т. 16, с. 45.
380. *Veron P.* The luminosity function of Seyfert II galaxy nuclei and BL Lac objects and the X-ray background. — *Astron. Astroph.*, 1979, v. 78, p. 46.
381. *Elvis M., Soltan A., Keel W.C.* Very low luminosity active galaxies and the X-ray background. — *Astroph. J.*, 1984, v. 283, p. 479.
382. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Строение и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1975.

383. Дибай Э.А. Соотношение масса — светимость для активных ядер галактик. — Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 677.
384. Дибай Э.А. Параметры нестационарных ядер галактик в функции критической светимости. — Астрон. журн., 1984, т. 61, с. 209.
385. Lawrence A. Repeated X-ray flaring in NGC 4151. — MN RAS, 1980, v. 192, p. 83.
386. Лютый В.М. Оптическая переменность ядер сейфертовских галактик. II. UBV- и H α -фотометрия. — Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 1153.
387. Tennant A.F., Mushotzky R.F., Boldt E.A., Swank J.H. Rapid X-ray variability in the Seyfert galaxy NGC 6814. — Astroph. J., 1982, v. 251, p. 15.
388. Mushotzky R.F. X-ray spectra and time variability of active galactic nuclei. — Adv. in space research, 1984, v. 3, p. 157.
389. Бабаджанянц М.К., Белокопъ Е.Т. Свойства оптической переменности квазара 3C 345. — Астрофизика, 1984, т. 21, с. 217.
390. Pica A.J., Smith A.G. Optical variability, absolute luminosity and the Hubble diagram for QSO. — Astroph. J., 1983, v. 272, p. 11.
391. Rotschild R.E., Mushotzky R.F., Baity W.A., Gruber D.E., Matteson J.L., Peterson L.E. 2—165 key observations of active galaxies and the diffuse background. — Astroph. J., 1983, v. 269, p. 423.
392. Bassani L., Dean A.I. Extragalactic γ -ray astronomy. — Space Sci. Rev., 1983, v. 35, p. 367.
393. Ubertini P., Bazzano A., La Padula C.D., Polcaro V.F., Zambon G., Manchande R.K. Hard X-ray emission from active galactic nuclei. — Adv. in Space Research, 1984, v. 3, p. 211.
394. Pacholczyk A.G. Radioastrophysics. — San Francisco, 1970 (рус. пер.: Пахольчик А. Радиоастрофизика. — М.: Мир, 1972).
395. Поздняков Л.А., Соболев И.М., Сюняев Р.А. Комптонизация и формирование спектров рентгеновских источников: Методика расчетов методом Монте-Карло. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрон. — М.: ВИНТИ, 1982, т. 21, с. 238—307.
396. Rieke G.H. Infrared observations of radiogalaxies. — In: ERS, p. 239—246.
397. Soifer B.T., Neugebauer C. The infrared properties of active extragalactic nuclei. — In: Infrared astronomy. — Dordrecht, 1981, p. 329—349.
398. Теория звездных спектров. — М.: Наука, 1966, 388 с.
399. Дибай Э.А., Проник В.И. Спектрофотометрическое исследование ядер сейфертовских галактик. — Астрон. журн., 1967, т. 44, с. 952.
400. Lacy J.H., Soifer B.T., Neugebauer G., Mathews K., Malkan M., Becklin E.E., Chi-Caho Wu, Boggess A., Gull T.R. Infrared, optical and ultraviolet observations of hydrogen line emission from Seifert galaxies. — Astroph. J., 1982, v. 256, p. 75.
401. Гринин В.П. Образование эмиссионных спектров в движущихся средах. — Астрофизика, 1984, т. 20, с. 356.
402. Malkan M.A. The reddening of active galactic nuclei. — Astroph. J. Lett., 1983, v. 264, p. L1.
403. Катышева Н.А. Относительные интенсивности водородных линий в спектрах квазаров и ядер сейфертовских галактик. — Астрофизика, 1983, т. 19, с. 55.
404. Ferland G.J., Netzer H. Are there any shock-heated galaxies? — Astroph. J., 1983, v. 264, p. 105.
405. Катышева Н.А. О тепловом балансе газовых облаков в оболочках квазаров и ядер сейфертовских галактик. — Астрон. журн., 1984, т. 61, с. 35.
406. Heckman T., Miley G.K., van Breugel W.J.M. Emission-line profiles and kinematics of the narrow-line region in Seifert and radio galaxies. — Astroph. J., 1981, v. 247, p. 403.
407. Phillips M.M., Baldwin J.A., Atwood B., Carswell R.F. Outflow of gas in Seifert I galaxy Mark 509. — Astroph. J., 1984, v. 274, p. 558.
408. Грачев С.И., Гринин В.П. Анализ профилей линий в спектре квазара PN 5200. — Астрофизика, 1975, т. 11, с. 33.
409. Гринин В.П. Некоторые указания на аксиальную симметрию излучающих областей в квазарах с широкими абсорбционными линиями. — Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 648.

410. *Goldman I., Bahcall J.N.* A symmetric emission-line regions with out-flowing mass in QSO's and the $Z_{ab} \geq Z_{em}$ systems. — *Astron. Astroph.*, 1982, v. 115, p. 242.
411. *Junkkarinen V.T.* A non-spherically symmetric model for absorption regions near quasars. — *Astroph. J.*, 1983, v. 265, p. 73.
412. *Fairall A.P.* Rapid variations of line profiles in a Seifert 2 galaxy. — *Nature*, 1983, v. 304, p. 241.
413. *Wilson A.S., Ulvestad J.S.* Radio structure of Seifert galaxies. III. Radio and optical observations of NGC 5548. — *Astrophys. J.*, 1982, v. 260, p. 56.
414. *Проник В.И., Балинская И.С.* Газ в ядре сейфертовской галактики NGC 4151. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 17.
415. *Rees M.J.* Accretion and the quasar phenomena. — *Physica Scripta*, 1978, v. 17, p. 193.
416. *Kennicutt Jr. R.C., Keel W.C.* Induced nuclear emission-line activity in spiral galaxies. — *Astroph. J.*, 1984, v. 279, p. 15.
417. *Pacini F., Salvati M.* The nature of the energy source in radio galaxies and active galactic nuclei. — In: ERS, p. 247–253.
418. *Гаген-Торн В.А.* О 287: Поляризационное и фотометрическое поведение в 1971–1976 гг. — *Astroph. Sp. Sci.*, 1983, v. 73, p. 279.
419. *Imperb C.D., Brandt W.J.L.* A polarization burst in the BL Lac object. — *MN RAS*, 1982, v. 198, p. 1.
420. *Moore R.L.* The optical polarization of QSO's. — In: ERS, p. 341–343.
421. *Classgold A.E., Bregman J.N., Huggins P.J., Kinney A.J., Pica A.J., Pollock J.T., Leacock R.J., Smith A.G., Webb J.R., Wisniewski W.Z., Toske N., Spinard H., Henry R.B., Miller J.S., Impey C., Neugebauer G., Aller H.D., Hodge P.E., Balonek T.J., Dent W.A., O'Dea C.P.* Multifrequency observations of the flaring quasar 1156–295. — *Astroph. J.*, 1984, v. 274, p. 101.
422. *Горбацкий В.Г.* О характере переменности излучения активных ядер галактик. — *Астрофизика*, 1985, т. 22, с. 236.
423. *Burns J.O., Feigelson E.D., Schreier E.J.* The inner radio structure of Centaurus A: Clues to the origin of the jet X-ray. — *Astroph. J.*, 1984, v. 273, p. 128.
424. *Bridle A.M.* Systematic of large-scale radio jets. — In: ERS, p. 121–128.
425. *Fomalont E.B.* A summary of properties of radio jets. — In: AJ, p. 37–46.
426. *Ekers R.D.* Symmetry in radio galaxies. — In: ERS, p. 465–474.
427. *Preuss E.* Small scale structure of nonthermal radio sources. — In: AJ, p. 1–25.
428. *Fanti R., Padrielli L.L.* Variable radio sources. — In: ERS, p. 317–324.
429. *Epstein E.E., Landau R., Rafter J.D.G.* Extragalactic radiosources. Rapid variability at 90 GHz. — *Astron. J.*, 1980, v. 85, p. 1427.
430. *Ефанов В.А., Мусеев И.Г., Нестеров Н.С., Шаховской Н.М.* Rapid fluctuations of radioflux and polarization in quasar 3C 273; — *Nature*, 1977, v. 269, p. 493.
431. *Nieto J.L.* Astrophysical jets: Optical morphologies of radio jets and their parent galaxies. — In: AJ, p. 113–130.
432. *Miley G.* Optical emission from jets. — In: AJ, p. 99–112.
433. *Crane Ph., Tyson A.J., Saslaw W.C.* Optical emission in the radiolobes of radio galaxies II. New observations of radiolobes. — *Astroph. J.*, 1984, v. 265, p. 681.
434. *Kellerman K.I., Pauliny-Toth I.I.* Compact radio sources. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1981, v. 19, p. 373.
435. *Laing R.A.* Magnetic fields in extragalactic radio sources. — *Astroph. J.*, 1981, v. 248, p. 87.
436. *Strom R.G., Baker J.R., Willis A.G.* DA 240 and 3C 326. Spatial variation in their radio spectrum and its implications. — *Astron. Astroph.*, 1981, v. 100, p. 220.
437. *Gioffi D.E., Jones T.W.* Internal Faraday rotation effects in transparent synchrotron sources. — *Astron. J.*, 1980, v. 85, p. 368.
438. *Burns J.O., Christian W.A., Haugh D.H.* Multifrequency VLA observation of 3C 338: Evidence for intermittent jet? — *Astroph. J.*, 1983, v. 257, p. 538.
439. *Fanti R.* Determination of jet physical parameters from observations. — In: AJ, 253–270.
440. *Willis A.G., Strom R.G.* Multifrequency observations of very large galaxies. I. 3C 326. — *Astron. Astroph.*, 1978, v. 62, p. 375.
441. *Барышев Ю.В.* Кинематические модели мощных радиогалактик и статистика протяженных компонент. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 461.

442. *Banhatti D.G.* Expansion speeds in extended extragalactic double radio sources from angular structure. — *Astron. Astroph.*, 1980, v. 84, p. 112.
443. *Ryle M., Longair M.S.* A possible method for investigating the evolution of radio galaxies. — *MN RAS*, 1967, v. 136, p. 123.
444. *Blandford R.D., Rees M.J.* Extended and compact extragalactic radio sources: Interpretation and theory. — *Physica Scripta*, 1978, v. 17, p. 265.
445. *Rees M.J.* Mechanisms for jets. — In: *ERS*, p. 211 — 224.
446. *Calvani M., Nobili L.* Jets from supercritical accretion disks — In: *AJ*, p. 189–199.
447. *Phinney E.S.* Black hole-driven hydromagnetic flows. — In: *AJ*, p. 201 — 213.
448. *Begelman M.C., Rees M.J.* Supercritical jets from a cauldron. — In: *AJ*, p. 215 — 226.
449. *Norman M.L., Smarr L., Winkler K.H.A., Smith M.D.* Structure and dynamics of supersonic jets. — *Astron. Astroph.*, 1982, v. 113, p. 285.
450. *Шкловский И.С.* О природе радиогалактик. — *Астрон. журн.*, 1962, т. 39, с. 591.
451. *Пахольчик А.* Радиогалактики. — М.: Мир, 1970, 240 с.
452. *Valtonen M.J.* Origin of aligned inner and outer double structure in extragalactic radio sources. — *Astroph. J.*, 1977, v. 213, p. 356.
453. *Valtaoja E.* Diffusion of electrons in radio galaxies. — *Astron. Astrophys.*, 1982, v. 111, p. 213.
454. *Горбачкий В.Г.* О природе струйных выбросов в радиогалактиках. — *Астрофизика*, 1981, т. 17, с. 273.
455. *Breugel van W., Heckman T., Butcher H., Miley G.* Extended optical line emission from 3C 293: Radio jets propagating through a rotating gaseous disk. — *Astroph. J.*, 1984, v. 277, p. 82.
456. *Feldman F.R., Weedman D.F., Balzano V.A., Ramsay L.W.* Emission-line widths in galactic nuclei. — *Astroph. J.*, 1982, v. 256, p. 427.
457. *Wilson A.S., Ulvestad J.C.* Radiostructure of Seyfert galaxies. IV. Jets (?) in NGC 1068 and NGC 4151. — *Astroph. J.*, 1983, v. 263, p. 576.
458. *Smith M.D.* Gaseous halos in radio galaxies and jet disruption. — *Astroph. J.*, 1982, v. 250, p. 522.
459. *Горбачкий В.Г.* О возможной интерпретации "сверхсветовых" скоростей движения в радиогалактиках. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 257.
460. *Cohen M.H., Unwin S.C.* Superluminal radio sources. — In: *ERS*, p. 345–354.
461. *Gower A.C., Gregory P.C., Hutchings J.B., Unruh W.G.* Relativistic precessing jets in quasars and radiogalaxies: Model to fit high-resolution data. — *Astroph. J.*, 1982, v. 262, p. 478.
462. *Барышев Ю.В.* Модель прецессирующей струи для классических двойных радиоисточников. — *Письма в Астрон. журн.*, 1983, т. 9, с. 591.
463. *Hunstead R.W., Murdoch M.S., Condon J.J., Phillips M.M.* A QSO with precessing jets: 2300–189. — *MN RAS*, 1984, v. 207, p. 55.
464. *Burns J.O.* Bent jets and tailed radiogalaxies. — In: *AJ*, p. 67–79.
465. *Burns O.J., Owen F.N., Rudnick L.* The wide angle tailed radio galaxy 1159+583: Observations and model. — *Astroph. J.*, 1984, v. 277, p. 82.
466. *Vallee J.P., Bridle A.H., Wilson A.S.* Orbital motion of the headtail radio galaxy IC 708. — *Astroph. J.*, 1981, v. 250, p. 66.
467. *Mason C.R.* HB 13: A radio galaxy with interesting jets. — *MN RAS*, 1979, v. 187, p. 253.
468. *Readhead A.C.S., Cohen M.H., Pearson T.J., Wilkinson P.N.* Bent beams and the overall size of extragalactic radio sources. — *Nature*, 1978, v. 276, p. 768.
469. *Фридман А.А.* Избранные труды. — М.: Наука, 1966. Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes. — *Zs. f. Physik*, 1924, Bd. 21, S. 326.
470. *Гуревич Л.Э., Чернин А.Д.* Введение в космогонию. — М.: Наука, 1978, 384 с.
471. *Шандарин С.Ф., Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б.* Крупномасштабная структура Вселенной. — *УФН*, 1983, т. 139, с. 83.
472. *Woody P., Richards P.L.* Near-millimeter spectrum of the microwave background. — *Astroph. J.*, 1981, v. 248, p. 18.
473. *Fröhlich H.E., Müller V., Oleak H.* On a non-primordial origin of the cosmic background radiation and pregalactic density fluctuations. — *Space Sci. Rev.*, 1984, v. 4, p. 477.

474. Лифшиц Е.М. О гравитационной неустойчивости расширяющегося мира. — ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 587.
475. Peebles P.J.E., Yu J.T. Primeval adiabatic perturbation in an expanding Universe. — *Astroph. J.*, 1970, v. 162, p. 815.
476. Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А. Флуктуации реликтового излучения в адиабатической и энтропийной теориях образования галактик. — *Астрон. журн.*, 1978, т. 55, с. 913.
477. Jones B.T., Wyse R.F.G. The evolution of adiabatic fluctuations through the period of recombination. — *MN RAS*, 1983, v. 205, p. 983.
478. Озерной Л.М., Чибисов Г.В. Динамические параметры галактик как следствие космологической турбулентности. — *Астрон. журн.*, 1970, т. 47, с. 769.
479. Jones B.J.T. Cosmic turbulence and the origin of galaxies. — *Astroph. J.*, 1973, v. 181, p. 269.
480. Зельдович Я.Б. Распад однородного вещества под действием тяготения. — *Астрофизика*, 1970, т. 6, с. 319.
481. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. — М.: Наука, 1982.
482. Дорошкевич А.Г., Шандарин С.Ф. Статистические задачи теории образования галактик. — *Астрон. журн.*, 1978, т. 55, с. 1144.
483. Дорошкевич А.Г., Коток Е.В., Новиков И.Д., Полюдов А.Н., Шандарин С.Ф., Сигов Ю.С. Two-dimensional simulation of the gravitational system dynamics and formation of the large-scale structure of the Universe. — *MN RAS*, 1980, v. 192, p. 321.
484. Miller R.H. Numerical experiments on clustering of galaxies. — *Astroph. J.*, 1983, v. 270, p. 390.
485. Кляпин А.А. Эволюция однородных эллипсоидов и структура богатых скоплений галактик. — *Астрон. журн.*, 1980, т. 57, с. 913.
486. Farouki R.T., Hoffman G.L., Salpeter E.E. The collapse and violent relaxation of N-body systems: Mass segregation and the secondary maximum. — *Astroph. J.*, 1983, v. 271, p. 11.
487. Jones B.J.T., Wyse R.F.G. The formation of disc galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1983, v. 120, p. 165.
488. May A., van Albada T.S. Dynamical constraints during violent relaxation and their effects on the final state. — *MN RAS*, 1984, v. 209, p. 15.
489. Frenk C.S., Davis M., White S.D.M. Nonlinear evolution of large structure in the Universe. — *Astroph. J.*, 1983, v. 271, p. 417.
490. Gott III J.R., Turner E.L., Aarseth S.J. N-body simulations of galaxy clustering. III. The covariance function. — *Astroph. J.*, 1979, v. 234, p. 13.
491. Gott III J.R., Rees M.J. A theory of galaxy formation and clustering. — *Astron. Astroph.*, 1975, v. 45, p. 365.
492. White S.D.M., Rees M.J. Core condensations in heavy halos: A two stage theory for galaxy formation and clustering. — *MN RAS*, 1978, v. 183, p. 341.
493. Gunn J. The formation of galaxies. — In: IKDG, p. 379–386.
494. Fall M.S. Galaxy formation: Some comparisons between theory and observation. — In: IKDG, p. 391–399.
495. Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Возникновение галактик в расширяющейся Вселенной. — *Астрон. журн.*, 1967, т. 44, с. 295.
496. Ostriker J.P., Cowie L.L. Galaxy formation in an intergalactic medium dominated by explosions. — *Astroph. J. Lett.*, 1981, v. 243, p. L127.
497. Kashlinsky A., Rees M.J. Formation of population III stars and pregalactic evolution. — *MN RAS*, 1983, v. 205, p. 955.
498. Carr B.J., Rees M.J. A tepid model for the early Universe. — *Astron. Astroph.*, 1979, v. 61, p. 705.
499. Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А. Мелкомасштабные флуктуации реликтового излучения. — *Astr. Sp. Sci.*, 1970, v. 6, p. 358.
500. Andouze J., Tinsley B.M. Chemical evolution of galaxies. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1976, v. 14, p. 43.

501. *Yang J., Turner M.C., Steigman G., Schramm D.N., Olive K.A.* Primordial nucleosynthesis: A critical comparison of theory and observation. — *Astroph. J.*, 1984, v. 281, p. 493.
502. *Andouze J.* Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies In: *Diffuse matter in galaxies.* — Dordrecht, 1983, p. 95–140.
503. *Pagel B.E.J.* Chemical evolution of normal galaxies. — In: *NG*, p. 211 – 237.
504. *Lequeux J., Peimbert M., Rayo J.F., Serrano A., Torrez-Peimbert S.* Chemical composition and evolution of irregular and blue compact galaxies. — *Astron. Astroph.*, 1979, v. 80, p. 155.
505. *Miley G.* The structure of extragalactic radio sources. — *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, 1980, v. 15, p. 165.
506. *Geller M.J., Beers T.C.* Substructure within cluster of galaxies.— *Publ. Astron. Soc. of Pacific*, 1982, v. 94, p. 421.
507. *Baier F.W.* On the structure of the Perseus cluster of galaxies. — *Astron. Nachr.*, 1984, v. 305, p. 111.
508. *Clayton D.D.* Galactic chemical evolution and nucleocosmochronology standart model with terminated in-fall. — *Astroph. J.*, 1985, v. 285, p. 411.
509. *Lacey C.G., Fall S.M.* Chemical evolution of the galactic disk with radial gas flows. — *Astroph. J.*, 1985, v. 290, p. 154.
510. *Diaz A.I., Tosi M.* The origin of nitrogen and the chemical evolution of spiral galaxies. *Astron. Astroph.*, 1986, v. 158, p. 60.

Виталий Герасимович Горбацкий

**ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ГАЛАКТИК
И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК**

Редактор *М.М. Дагаев*

Художественный редактор *Г.М. Коровина*

Технический редактор *С.В. Геворкян*

Корректоры *Н.М. Кузьмина, Т.В. Обод*

Набор осуществлен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 12593

Сдано в набор 27.03.86. Подписано к печати 18.07.86

Т-16735. Формат 60 X 90 1/16. Бумага офсетная

Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная

Усл.печ.л. 16,0. Усл.кр.-отт. 16,0. Уч.-изд.л. 17,88

Тираж 1880 экз. Тип. зак. 151 Цена 3 руб.

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука"

Главная редакция физико-математической литературы
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства "Наука"

630077 г. Новосибирск-77, ул. Станиславского, 25

ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

**ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

КНИГИ ПО АСТРОНОМИИ

Вышли из печати:

Гурзадян Г.А. Звездные вспышки. Физика. Космогония, 1985. — 559 с. — 6 р. 40 к. (Аннотированный план 1985 г., п. 146)

Гончарский А.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г. Некорректные задачи астрофизики, 1985. — 350 с. — 3 р. 70 к. (Аннотированный план 1985 г., п. 145)

Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, 1986. — 296 с. — 3 р. 50 к. (Аннотированный план 1986 г., п. 131)

Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности, 1985. — 256 с. — 3 р. 30 к. (Аннотированный план 1985 г., п. 150)

Товмасын Г.М. Внегалактические источники радиоизлучения, 1986. — 240 с. — 3 р. 20 к. (Аннотированный план 1986 г., п. 136)

Хромов Г.С. Планетарные туманности: физика, эволюция, космогония, 1985. — 296 с. — 4 р. 20 к. (Аннотированный план 1985 г., п. 152)

Готовятся к печати:

Лозинская Т.А. Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом галактики (Аннотированный план 1986 г., п. 134)

Новиков И.Д., Фролов В.П. Физика черных дыр (Аннотированный план 1986 г., п. 135)

Литературу по астрономии можно заказать и приобрести в магазинах Книготорга и Академкниги, распространяющих научно-техническую литературу.