

Фридман А.М.
Хоперсков А.В.

**Физика
галактических
дисков**



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ ®

УДК 524.6; 524.7
ББК 22.67
Ф 88

Фридман А.М., Хоперсков А.В. **Физика галактических дисков.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. — 640 с. — ISBN 978-5-9221-1291-8.

Рассматриваются физические процессы, определяющие динамику и пространственную структуру астрофизических дисков (звездных и газовых дисков галактик). Проводится последовательное изучение динамики малых возмущений и вопросов устойчивости для бесстолкновительных и газодинамических (в том числе аккрецирующих) систем. Подробно рассматривается физика многочисленных неустойчивостей. Излагаются основные нелинейные результаты, базирующиеся на проведении численных (компьютерных) экспериментов. Обсуждаются некоторые механизмы образования спиральной структуры галактик. Описаны подходы к определению параметров темной массы в пределах галактик и в их ближайшей окрестности. Излагаются результаты открытия в последние годы новых галактических структур: вихрей, медленных баров, солитонной структуры спиральных рукавов, и подробно обсуждается физика этих феноменов.

Для научных сотрудников и студентов старших курсов физико-математических специальностей вузов.

Научное издание

ФРИДМАН Алексей Максимович
ХОПЕРСКОВ Александр Валентинович
ФИЗИКА ГАЛАКТИЧЕСКИХ ДИСКОВ

Редактор *О.В. Салецкая*
Оригинал-макет: *Ю.В. Владимирова*
Оформление переплета: *А.В. Андросов*

Подписано в печать 14.12.10. Формат 70×100/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 52.
Уч.-изд. л. 56. Тираж 100 экз. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
<http://www.fml.ru>

Отпечатано в ГУП
«ИПК Чувашия», 428019
г. Чебоксары, пр-т И.Яковлева, 13

ISBN 978-5-9221-1291-8



9 785922 112918

ISBN 978-5-9221-1291-8

© ФИЗМАТЛИТ, 2011

© А. М. Фридман, А. В. Хоперсков, 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	9
Глава 1. Наблюдаемые свойства дисковых галактик	13
1.1. Прогресс в исследовании галактик	13
1.1.1. Основные этапы изучения галактик (13). 1.1.2. Морфологические типы (15).	
1.2. Звездные диски плоских галактик	18
1.2.1. Распределение поверхностной яркости в дисковых галактиках (18). 1.2.2. Вертикальная структура звездных дисков (20). 1.2.3. Кинематика дисков (23). 1.2.4. «Температура» звездного диска (27). 1.2.5. Химический состав звездной составляющей (Д. З. Вибе, Б. М. Шустов) (30).	
1.3. Газовые компоненты дисковых галактик.	33
1.3.1. Распределение поверхностной плотности газа (33). 1.3.2. Многокомпонентность газовой среды (34). 1.3.3. Вертикальная структура газовых дисков (35). 1.3.4. Кинематика газа (36). 1.3.5. Пылевая компонента (37).	
1.4. Крупномасштабные структуры в S-галактиках	39
1.4.1. Спиральный галактический узор (39). 1.4.2. Звездные группировки и спиральные узоры (43). 1.4.3. Балдж — центральная сфероидальная подсистема (44). 1.4.4. Галактические бары (46). 1.4.5. Галактическое гало и корона (47). 1.4.6. Круговые скорости различных компонент (51).	
1.5. Активные галактики.	51
1.6. Статистические зависимости для параметров галактик.	55
1.6.1. Распределение центральной поверхностной яркости галактических дисков (55). 1.6.2. Фундаментальная плоскость для S-галактик (55). 1.6.3. Зависимость Талли–Фишера (56). 1.6.4. Поверхностная яркость, параметры балджа (57).	
Глава 2. Динамика звездных дисков.	59
2.1. Равновесие осесимметричного диска	59
2.1.1. Кинетическое уравнение с учетом самогравитации (59). 2.1.2. Равновесная функция распределения звезд (60). 2.1.3. Уравнения Джинса (66). 2.1.4. Вертикальная структура звездного диска (67).	
2.2. Динамика возмущений в плоскости диска	68
2.2.1. Постановка задачи (68). 2.2.2. Возмущенная плотность звездного диска (70). 2.2.3. Дисперсионное уравнение (74). 2.2.4. Динамика слабонеосимметричных возмущений (74).	
2.3. Физика гравитационной неустойчивости. Качественное рассмотрение	77
2.3.1. Роль самогравитации (77). 2.3.2. Влияние температуры среды (78). 2.3.3. Влияние вращения (78). 2.3.4. Функция распределения звезд по скоростям. Многокомпонентные системы (80). 2.3.5. Влияние конечной толщины диска (81). 2.3.6. Дифференциальность вращения дисковых компонент (81). 2.3.7. Роль неоднородности радиального распределения параметров (83). 2.3.8. Оценка границы устойчивости для солнечной окрестности Галактики (85).	
2.4. Условие гравитационной устойчивости диска	85
2.4.2. Дестабилизирующее влияние неосимметричных возмущений в дифференциально вращающемся диске конечной толщины (86). 2.4.3. Гравитационная устойчивость неоднородного диска (87). 2.4.4. Об условиях применимости критерия устойчивости (88). 2.4.5. Критерии устойчивости звездного диска (90). 2.4.6. Соотношение между характерными масштабами неоднородностей поверхностной плотности и дисперсии радиальных скоростей звездных дисков (90).	
2.5. Модели на основе переменных действие–угол (В. Л. Поляченко, Е. В. Поляченко и И. Г. Шухман).	93
2.5.1. Собственные колебания интегрируемых систем (93). 2.5.2. Собственные колебания тонких звездных дисков (94). 2.5.3. Приближение медленных мод (96). 2.5.4. Гравитационная конусная неустойчивость (98).	
2.6. Устойчивость звездных дисков относительно изгибных возмущений	101
2.6.1. Динамика изгибных возмущений (101). 2.6.3. Крупномасштабные изгибные возмущения диска в массивном гало (104).	

2.7. Проблемы изучения кинематики галактик, наблюдаемых с ребра	108
2.7.1. Форма кривых вращения из наблюдений (108). 2.7.2. Радиальные профили скорости вращения и дисперсии скоростей без учета поглощения (109). 2.7.3. Модели с учетом поглощения света (111). 2.7.4. Влияние хаотических движений на радиальный профиль скорости вращения диска (112). 2.7.5. Влияние неоднородного распределения пыли (115).	
Глава 3. Основные модели динамики галактических газовых дисков.	117
3.1. Модель трехмерного газового астрофизического диска	117
3.1.1. Полная система уравнений для газового диска (117). 3.1.2. Традиционные двумерные уравнения (118). 3.1.3. Двумерные данные наблюдений — как основа построения трехмерных теоретических моделей (119). 3.1.4. О возможности изучения динамики астрофизических дисков в рамках двумерного приближения (121). 3.1.5. Система исходных уравнений (121). 3.1.6. Анализ уравнений при переходе от трехмерных уравнений к двумерным уравнениям (123). 3.1.7. Две предельных модели астрофизических дисков (125). 3.1.8. Ограничения на характерные времена процессов в двумерной модели диска (128).	
3.2. Корректная двумерная модель газового диска	130
3.2.1. Замкнутая система интегродифференциальных уравнений для баротропного диска (130). 3.2.2. Политропный диск во внешнем гравитационном поле (131). 3.2.3. Диск в стационарном осесимметричном потенциале (134). 3.2.4. О смысле функции C и применимости $C = \text{const}$ (135). 3.2.5. Замкнутая система дифференциальных уравнений для политропного самогравитирующего диска (136).	
3.3. Линейные волны в трехмерном диске	139
3.3.1. Задача определения собственных частот для акустических волн без учета самогравитации (139). 3.3.2. Фундаментальные S - и AS -моды в 2D- и 3D-моделях (143). 3.3.3. Дисперсионные свойства высокочастотных неустойчивых мод (144).	
3.4. Интегро-дифференциальные уравнения, описывающие динамику волн малой амплитуды, симметричных относительно вертикальной плоскости	146
3.4.1. Линеаризованная система уравнений (146). 3.4.2. Дисперсионное уравнение в форме краевой задачи для интегрального уравнения (148). 3.4.3. Решение уравнения Пуассона для диска конечной толщины (150). 3.4.4. Динамика волн в плоскости диска. Переход к традиционному дисперсионному уравнению (152). 3.4.5. О роли возмущений вдоль оси вращения (153).	
3.5. Квазидвумерная иерархическая модель диска	157
3.5.1. Уравнения на вертикальные моменты (157). 3.5.2. Учет вертикальных движений в первом приближении (158).	
3.6. Динамика газовых дисков в длинноволновом приближении.	159
3.6.1. Простейшая модель тонкого несамогравитирующего газового диска (159). 3.6.2. Закон сохранения энергии (161).	
3.7. Динамика возмущений в плоскости диска	166
3.7.1. Постановка задачи (167). 3.7.2. Дисперсионное уравнение в изэнтропическом диске (169). 3.7.3. Волны Россби (171).	
3.8. Неустойчивости газового гравитирующего диска.	172
3.8.1. Условие гравитационной устойчивости газовой подсистемы (172). 3.8.3. Условие гравитационной устойчивости неизэнтропического диска (176). 3.8.4. Градиентно-энтропийная неустойчивость (179). 3.8.5. Возбуждение волн Россби (181).	
3.9. Диссипативные эффекты.	184
3.9.1. Влияние диссипации на гравитационные и энтропийные возмущения (184). 3.9.2. Быстрая диссипативная неустойчивость (185). 3.9.3. Равновесные флуктуации в газовом диске (187).	
3.10. Влияние горячего газа на диски галактик	189
3.10.1. Горячий газ скоплений (189). 3.10.2. Давление в газовом диске при наличии межгалактической среды (191). 3.10.3. Сжатие газового диска внешним давлением (194).	

Глава 4. Численное моделирование галактических дисков	196
4.1. Обзор методов динамического моделирования.	196
4.1.1. Модели N тел (197). 4.1.2. Построение экспериментальных моделей звездных дисков (200). 4.1.3. Метод сеток для решения уравнений газодинамики (М.А. Еремин) (206). 4.1.4. Метод частиц для моделирования газового диска (218).	
4.2. Крупномасштабная структура звездных дисков.	224
4.2.1. «Глобальный» критерий устойчивости относительно возбуждения бара (224). 4.2.3. Влияние газа на развитие бар-моды (229). 4.2.4. Кинематика дисков с баром (231). 4.2.5. О центральной депрессии звездной плотности в диске (235).	
4.3. Звездные диски на границе гравитационной устойчивости	236
4.3.1. Проблема и критерии гравитационной устойчивости дисков (236). 4.3.2. Параметры звездных дисков на границе устойчивости (240). 4.3.3. Влияние балджа на границу гравитационной устойчивости (244). 4.3.4. Дифференциальность вращения как фактор, повышающий порог гравитационной устойчивости (245).	
4.4. Оценки массы сфероидальных подсистем для различных выборок дисковых галактик.	246
4.4.1. Зависимость отношения дисперсии скоростей звезд к скорости вращения от относительной массы гало (246). 4.4.2. Примеры оценок масс компонентов галактик по наблюдаемым распределениям дисперсии скоростей (248). 4.4.3. Ограничения на массу маргинально устойчивых звездных дисков (249). 4.4.4. О природе линзовидных галактик (252).	
4.5. Изгибные неустойчивости звездного диска	256
4.5.1. Вертикальная структура звездных дисков и изгибные неустойчивости (256). 4.5.2. Численное моделирование изгибных неустойчивостей (257).	
4.6. Асимметричные галактики (lopsided-галактики)	266
4.6.1. Данные наблюдений (266). 4.6.2. Асимметрия галактик в результате внешнего воздействия (268). 4.6.3. Формирование изолированных lopsided-галактик (268). 4.6.4. Динамическая модель Большого Магелланова Облака (274).	
4.7. Сложные несимметричные структуры в центре некоторых галактик	281
4.7.1. Проблема двойных баров (281). 4.7.2. Распределение параметров в области двойного бара (281).	
4.8. Механизмы звездной релаксации	285
4.8.1. Рассеяние на гигантских молекулярных облаках (285). 4.8.2. Решение парадокса звездной релаксации (287).	
4.9. Проблема формирования экспоненциальных профилей яркости звездных дисков	290
4.10. Трехрукавные спирали в звездном диске	291
4.11. Приливные эффекты и взаимодействие галактик	294
Глава 5. Гидродинамические неустойчивости во вращающемся газе	296
5.1. Газовые галактические диски при наличии узкой зоны резкого изменения угловой скорости вращения. VK-галактики	297
5.1.1. Динамика возмущений в неоднородном диске (297). 5.1.2. Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Проблема стабилизации тангенциального разрыва скорости в сжимаемой среде (298). 5.1.3. Дисперсионное уравнение возмущений разрыва угловой скорости (304). 5.1.4. Предельный переход к неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (306). 5.1.5. Центробежная неустойчивость (306). 5.1.6. Неустойчивость скачка скорости вращения конечной ширины (309). 5.1.7. Учет скачка плотности в области развития центробежной неустойчивости (313). 5.1.8. Неоднородные газовые диски с двугорбыми кривыми вращения (314).	
5.2. Неустойчивости резонансной природы	316
5.2.1. Эффект сверхотражения и развитие неустойчивости (316). 5.2.2. Неустойчивость сверхотражения на вращающейся «мелкой воде» (318). 5.2.3. Резонансные неустойчивости при наличии существенно сверхзву-	

	кового перепада скорости. Струи и диски (322). 5.2.4. Неустойчивость Папалойзу–Прингла (332). 5.2.5. Низкочастотная центробежная неустойчивость (336).	
	5.3. Неустойчивости, обусловленные радиальной неоднородностью давления и энтропии	338
	5.3.1. Неустойчивость типа Рэлея–Тейлора в дифференциально вращающемся диске (338). 5.3.2. Динамика линейных волн (340). 5.3.3. Нелинейная стадия радиальной конвекции (342).	
Глава 6.	Эксперименты по моделированию галактик на установке «Спираль»	345
	6.1. Проблема спиральной структуры в галактиках	345
	6.1.1. История вопроса (345). 6.1.2. Спиральный узор — как волны плотности (345). 6.1.3. Гравигидродинамическая концепция генерации спиральной структуры (346).	
	6.2. Установка «Спираль» — как инструмент изучения галактик	350
	6.2.1. «Мелкая вода» и модели газовых галактических дисков (351). 6.2.2. Об эквивалентности систем линеаризованных динамических уравнений газового галактического диска и вращающейся мелкой воды в установках «Спираль» (354). 6.2.3. Механизм неустойчивости при наличии скачка скорости (355). 6.2.4. Основные результаты натуральных экспериментов (356). 6.2.5. Вихревые структуры между спиралью на мелкой воде (359). 6.2.6. Численное моделирование неустойчивости сверхотражения (359). 6.2.7. Экспериментальное открытие неустойчивости сверхотражения (362).	
Глава 7.	Крупномасштабные волновые галактические структуры	365
	7.1. Динамические факторы и спиральная структура	365
	7.2. Спирально-вихревые галактические структуры	366
	7.2.1. Антициклоны в галактике Mrk 1040 (366). 7.2.2. О возможности существования вихревой структуры в солнечной окрестности (368). 7.2.3. Галактические вихри — как свойство спиральной волны плотности (371). 7.2.4. Положение центров стационарных вихрей (373).	
	7.3. Построение трехмерного поля скоростей газа по данным наблюдений	376
	7.3.1. Поля лучевых скоростей из наблюдений (376). 7.3.2. Как определить три компоненты скорости из одной наблюдаемой компоненты? (379).	
	7.4. Антициклоны в спиральных галактиках.	381
	7.4.1. Спиральные возмущения в реальных галактиках и монохроматические волны малой амплитуды (381).	
	7.5. Вертикальные движения и поле скоростей в плоскости газового диска	385
	7.5.1. Два типа вертикальных движений в газовом диске (385). 7.5.2. Наблюдения вертикальных движений в газовом диске NGC 3631 (386). 7.5.3. Поля скоростей газа в плоскости галактического диска (387).	
	7.6. Гигантские циклоны в галактиках.	390
	7.7. Спиральный узор как собственные глобальные моды в неустойчивом галактическом диске	392
	7.7.1. Глобальные моды плотности в гравитационно неустойчивом диске (392). 7.7.2. Сложные спиральные узоры галактик (394).	
	7.8. Медленные галактические бары в спиральных галактиках	398
	7.8.1. Некоторые особенности формирования баров (398). 7.8.2. Открытие медленных баров (400). 7.8.3. Динамика газа в окрестности медленного бара (401).	
	7.9. Сравнение флоккулентных галактик и спиралей grand design	404
Глава 8.	Нелинейные эффекты в астрофизических дисках.	411
	8.1. Нелинейные возмущения в гравитирующем диске вблизи границы устойчивости. Солитонные решения	411
	8.1.1. Формулировка проблемы (411). 8.1.2. Взрывная гравитационная неустойчивость в диске (413). 8.1.3. Солитоны в диске (414).	
	8.2. Наблюдаемая структура колебаний типа солитона огибающей в спиральном рукаве галактики NGC 1365 (grand design)	415
	8.3. Наблюдаемые проявления хаоса в спиральных галактиках	418

8.3.1. Постановка проблемы (418). 8.3.2. Восстановленное поле скоростей спиральной галактики NGC 3631 (420). 8.3.3. Вычисление характеристических показателей Ляпунова (421). 8.3.4. Спектр коэффициентов растяжения (427). 8.3.5. Динамические свойства газового диска галактики NGC 3631 (428).	
8.4. Ударные волны в газовом диске	429
8.4.1. Крупномасштабные ударные волны в газовом диске (429). 8.4.2. Сверхзвуковой поток газа через одномерную потенциальную яму (430). 8.4.3. Спиральная структура в дисках с баром (431). 8.4.4. Численные эксперименты с эволюционирующей перемычкой (432). 8.4.5. Автомодельные ударные волны (434). 8.4.6. Положение фронта галактической ударной волны (439).	
8.5. Некоторые проблемы возбуждения гравитационных волн плотности	441
8.5.1. Механизм гравитационной неустойчивости в звездно-газовом диске (441). 8.5.2. Роль звездообразования (444). 8.5.3. Резонанс радиального потока газа с гравитационной спиральной волной (445). 8.5.4. Нелинейное насыщение резонансного усиления спиральных волн на коротационном радиусе (447).	
Глава 9. Модель Галактики (Milky Way).	453
9.1. Кинематика и распределение вещества	453
9.1.1. Закон вращения Галактики в околосолнечной окрестности (453). 9.1.2. Важное замечание о данных по кинематике нашей Галактики (457). 9.1.3. Кинематика центральной области, концентрированный балдж и бар (458).	
9.2. Результаты динамического моделирования Галактики.	461
9.2.1. Закон распределения вещества в диске (461). 9.2.2. Эллипсоид скоростей звезд (c_r, c_φ, c_z) (464). 9.2.3. Кинематика старого звездного диска и поверхностная плотность в окрестности Солнца (465). 9.2.4. Вертикальная шкала звездного диска (465). 9.2.5. Темное гало в нашей Галактике. Общие выводы (466).	
9.3. Глобальный спиральный узор.	467
9.4. Мини-спираль в центре Галактики — результат неустойчивости сверхотражения 9.4.1. Что мы знаем о мини-спирали? (468). 9.4.2. О природе «мини-спирали» в центре нашей Галактики (471).	468
9.5. Моделирование химической эволюции Галактики (Д. З. Вибе, Б. М. Шустов)	474
9.5.1. Построение модели галактической эволюции (474). 9.5.2. Химическая эволюция Галактики и движение вещества (477).	
Глава 10. Темная масса внутри галактик	481
10.1. Плоские кривые вращения галактического газа.	483
10.2. Радиальные профили дисперсии скоростей в звездном диске и масса гало.	487
10.2.1. Гипотеза о маргинальной устойчивости звездных дисков и масса гало (487). 10.2.2. Линзовидная галактика NGC 3115 (488). 10.2.3. Галактика позднего типа M 33 (490). 10.2.4. Выводы (490). 10.2.5. Оценка массы гало для галактик позднего типа (491).	
10.3. Вертикальная шкала диска и масса гало	493
10.3.1. Зависимость толщины звездного диска от массы гало (493). 10.3.2. Результаты моделирования галактик, наблюдаемых с ребра (493). 10.3.3. Толщина диска и дисперсия скоростей звезд у галактик, видимых с ребра (NGC 891 и NGC 5170) (495).	
10.4. Форма и структура темного гало	497
10.4.1. Что мы знаем о триаксиальном гало и его структуре? (497). 10.4.2. Мелкомасштабная структура гало (499). 10.4.3. Сверхбыстрые звезды (500).	
10.5. Динамика галактических дисков во внешнем неосесимметричном потенциале 10.5.1. Проблема спиральной структуры и триаксиальные гало (504). 10.5.2. Звездный диск из N тел в неосесимметричном гало (505). 10.5.3. Газовый диск в неосесимметричном гало (507). 10.5.4. Тонкие газовые спирали в линзовидных галактиках (512). 10.5.5. Спиральная структура за пределами оптического радиуса (515). 10.5.6. Сфероизация гало (515).	503
Глава 11. Динамика аккреционных дисков	517
11.1. Проблемы аккреции на компактные объекты	519

11.1.1. Тесные двойные системы (ТДС) (519).	11.1.2. Звезды типа U Близнецов, или карликовые новые (522).	11.1.3. Новые звезды (523).	11.1.4. Системы с белым и красным карликами (524).	11.1.5. Диски вокруг нейтронных звезд (524).	11.1.6. Диски вокруг черных дыр (526).	11.1.7. Протозвезды (526).	11.1.8. Перетекание через внутреннюю точку либрации и формирование диска (527).	
11.2. Осесимметричная дисковая аккреция								530
11.2.1. Диффузионное приближение (530).	11.2.2. Стационарные модели (535).							
11.2.3. Температура в аккреционных дисках (536).	11.2.4. Модели с вертикальной конвекцией (542).	11.2.5. Модели карликовых новых (544).	11.2.6. Автомодельные нестационарные решения (547).	11.2.7. «Толстые» аккреционные диски (548).				
11.3. Крупномасштабные неустойчивости в аккреционных дисках								552
11.3.1. Неустойчивость радиационно-доминирующей области (552).	11.3.2. Приливная неустойчивость (555).	11.3.3. Диссипативно-акустическая неустойчивость (556).						
11.4. Неосесимметричная дисковая аккреция								559
11.4.1. Газодинамическое моделирование перетекания вещества в ТДС. Условия образования диска (559).	11.4.2. Спиральные ударные волны в ТДС. Газодинамическое моделирование (560).							
11.5. Волны в аккреционных дисках (теория и численное моделирование)								564
11.5.1. Морфология течения и ударные волны (564).	11.5.2. Прецессионная волна плотности в холодных дисках (567).	11.5.3. Волна плотности в горячих дисках (568).						
11.6. Наблюдательные проявления волн в аккреционных дисках								573
11.6.1. Горячая линия (573).	11.6.2. Приливная спиральная волна (575).	11.6.3. Прецессионная спиральная волна плотности в холодных дисках (578).	11.6.4. Спиральная волна плотности в горячих дисках (579).					
11.7. Развитая турбулентность в аккреционных дисках								580
11.7.1. Неустойчивость сверхотражения в аккреционных дисках (580).	11.7.2. Оценки коэффициента турбулентной вязкости и величины α в аккреционных дисках (583).	11.7.3. Спектр турбулентности (584).						
Список литературы								588

Предисловие

Памяти Бертина Линдблада — выдающегося астронома XX столетия, первым обратившим внимание, что кусок Млечного Пути в безлунную ночь — самая большая волна, которую можно наблюдать невооруженным глазом.

Настоящая монография написана по материалам обзора А. М. Фридмана и О. В. Хоружего «Прогресс в исследовании галактик: структуры, коллективные явления и методы», опубликованного в Space Science Review в 2003 г., монографии А. Г. Морозова и А. В. Хоперскова «Физика дисков», опубликованной в 2005 г., обзоров А. М. Фридмана «Предсказание и открытие новых структур в галактиках», «Предсказание и открытие сильнейших гидродинамических неустойчивостей, вызванных скачком скорости: теория и эксперименты», А. М. Фридмана и Д. В. Бисикало «Природа аккреционных дисков тесных двойных звезд: неустойчивость сверхотражения и развитая турбулентность» опубликованных в УФН в 2007, 2008 гг., а также в нее включены результаты ряда оригинальных статей. Мы заранее приносим извинения авторам статей, содержание которых не включено в данную книгу, несмотря на несомненную ценность изложенных в них результатов. Ограниченность объема книги не позволила нам включить в нее весь материал, который нам бы хотелось.

За последние 10–15 лет благодаря новым наблюдательным методам удалось определить распределения кинематических параметров (скорости и дисперсии скоростей звезд и газа) по диску для сотен галактик, причем эти данные относятся к далеким от центра областям, что играет ключевую роль для проблемы построения реалистичных моделей галактик с учетом темной массы в гало. Отметим, что до середины 90-х гг. XX в. число галактик с известными радиальными профилями дисперсии скоростей вдоль луча зрения за пределами балджа не превышало 10. Эта информация является ключевой для определения массы диска и гало, отношения масса/светимость, понимания феноменов многих крупномасштабных структур (спирального узора, баров, колец и др.).

Общепризнанным стал подход к исследованию галактик, основанный на построении динамических моделей звездных, газовых, звездно-газовых гравитирующих систем, которые по своим возможностям и степени доверия к ним все больше приближаются к натурным экспериментам. В так называемых моделях N тел число частиц неумолимо приближается к числу звезд в галактиках и уже превышает число звезд в крупных шаровых скоплениях и карликовых галактиках ($N \sim 10^6 - 10^7$ и больше).

В данной монографии существенное место уделено современным численным методам описания динамики галактик, как звездной, так и газовой компонент. В частности, этому исключительно посвящена гл. 4, в которой достаточно подробно описаны алгоритмы построения численных моделей и приведен ряд важнейших результатов. Кроме того, и в других главах изложение в существенной мере опирается на динамическое моделирование. В частности, укажем главы, посвященные нашей Галактике и проблеме темной массы. К сожалению, последней фундаментальной

монографией на русском языке по численным методам для моделирования галактик (N -body) была переводная книга Р. Хокни, Дж. Иствуда «Численное моделирование методом частиц», 1987 (на языке оригинала вышла еще в 1981).

В книгу вошел ряд новых данных, полученных в последние годы, в частности материалы, касающиеся недавно открытых новых структур в спиральных галактиках: гигантских антициклонов, циклонов и медленных баров. Описаны новые методы обнаружения этих структур. Подробно обсуждается роль вертикальных движений в дисковых системах, а также теория турбулентности.

В *главе 1* приведены основные сведения наблюдательного характера, дающие представление о различных системах, содержащих диски. Мы не ставили задачу всеобъемлющего изложения наблюдательного материала. Главная цель заключалась в том, чтобы дать представление об основных фактах, которые, с одной стороны, позволяют строить теоретические модели, а с другой — стимулируют желание понять и объяснить наблюдения. Мы не претендуем на полноту библиографии по затрагиваемым вопросам. Задача первой главы — дать представление о порядках физических величин и основных структурных особенностях реальных объектов, что позволит нам при построении теоретических моделей не очень сильно отрываться от действительности.

Основным объектом исследования в *главе 2* является звездный диск, представляющий, как правило, наиболее яркую и впечатляющую своими структурными особенностями подсистему спиральных галактик. В § 2.1 приведено описание довольно простой самосогласованной модели неоднородного дифференциально вращающегося горячего звездного диска конечной толщины. Затем в § 2.2 выведено уравнение, описывающее в рамках построенной модели дисперсионные свойства неосесимметричных возмущений малой амплитуды в плоскости звездного диска и изучены ветви его колебаний. Влияние различных факторов на устойчивость гравитирующих дисков рассмотрено на качественном уровне в § 2.3. В следующем параграфе определены условия устойчивости звездного диска, учитывающие худшую стабилизируемость неосесимметричных возмущений по сравнению с осесимметричными. И наконец, § 2.6 посвящен исследованию устойчивости звездного диска относительно изгибных возмущений и формулированию соответствующих условий устойчивости. Во всей этой главе последовательно проведено сравнение полученных результатов и предсказаний теории с данными наблюдений. В этой же главе в § 2.5 обсуждаются методы динамики бесстолкновительных систем, основанные на использовании переменных действие–угол, и возможность развития конусной неустойчивости в гравитирующем диске (параграф написан по просьбе авторов В. Л. Поляченко, Е. В. Поляченко и И. Г. Шухманом). Отметим также, что вопросы происхождения спирального узора галактик в этой главе практически не затрагиваются, поскольку они рассматриваются в других главах.

Областью приложения рассматриваемых в *главе 3* моделей являются прежде всего газовые диски плоских галактик. Однако в ряде случаев область приложения рассматриваемых моделей выходит за рамки физики галактик и может быть с успехом использована для протозвездных дисков, газовых подсистем в тесных двойных звездах и активных галактических ядрах, протопланетных дисках и околопланетных кольцах. Вышеперечисленные объекты можно описывать уравнениями газодинамики, и с этой точки зрения, если отвлечься от различий в пространственных и временных масштабах, обнаруживаются весьма сходные проблемы, и их решения также схожи. Именно в силу этого везде, где возможно, мы будем стараться получить как можно более универсальный результат, относящийся к любым газовым дискам. Естественно,

последнее удастся не всегда. Прежде всего в данную главу включены результаты, относящиеся к крупномасштабным процессам в газовых дисках плоских галактик.

Кроме того, предметом исследования в *главе 3* являются коллективные процессы, характерные временные масштабы которых порядка и больше периода оборота диска, а характерные пространственные масштабы в плоскости его симметрии существенно больше толщины газовой подсистемы. Мы описываем условия равновесия газового диска и выясняем условия применимости модели тонкого диска для описания коллективных процессов в газовых подсистемах галактик и аккреционных дисках. Исследуется как динамика неосесимметричных возмущений в газовом диске и, в частности, возмущений типа волн Россби, так и гравитационная устойчивость газового диска. Описаны свойства градиентно-энтропийной неустойчивости и определены обусловленные этими неустойчивостями ограничения на значения параметров газовых подсистем плоских галактик и аккреционных дисков. Диссипативные эффекты и, в частности, быстрая диссипативная неустойчивость газового диска и параметры флуктуаций в нем изучаются в § 3.9. Рассматриваются свойства основных неустойчивостей, обусловленных дифференциальностью вращения газового диска; очерчен класс кривых вращения, допускающих раскачку этих неустойчивостей, и определена структура их собственных функций. Кроме того, обсуждаются крупномасштабные ударные волны. В данной главе дан подробный вывод системы корректных двумерных уравнений из исходных трехмерных уравнений.

Основные результаты, полученные методом численного эксперимента, обсуждаются в *главе 4*. Подробно описана техника построения численных динамических моделей газовых и бесстолкновительных звездных дисков. Мы рассматриваем проблемы формирования звездных баров (в том числе двойных), гравитационной устойчивости звездных дисков, образования асимметричных (lopsided) галактик, механизмы изгибных неустойчивостей.

Анализу возможности развития гидродинамических неустойчивостей во вращающемся газе и их астрофизическим приложениям посвящена *глава 5*.

В *главе 6* приведены итоги лабораторных исследований на установке «Спираль» в приложении к галактическим дискам. Подробно обсуждается гравигидродинамическая концепция генерации спиральной структуры.

В *главе 6* кратко изложены три основных результата натуральных экспериментов на «мелкой воде», проведенных в Российском научном центре «Курчатовский институт» [163, 183, 184, 241, 242, 588, 966, 967]:

1. Возможность генерации в галактических дисках спиральной структуры на нелинейной стадии развития центробежной неустойчивости.
2. Образование крупномасштабных вихрей (циклонов и антициклонов), которые являются обязательным элементом единой спирально-вихревой структуры в галактиках.
3. Демонстрация неустойчивости сверхотражения на установке «Спираль». Изучение ее вплоть до формирования нелинейной квазистационарной структуры.

Крупномасштабные волновые галактические структуры рассматриваются в *главе 7*. Здесь изложены недавние открытия новых галактических структур. Речь идет об обнаружении крупномасштабных вихревых структур в галактиках, медленных баров, массовом обнаружении двугорбых кривых вращения, вертикальных движений в газовых галактических дисках. Это стало возможным благодаря разработанному методу восстановления трехмерного поля скоростей газа по данным наблюдений. За эти открытия один из авторов (А. М. Ф.) получил Государственные премии РФ в области науки и технологий за 2003 г. и 2008 г. В § 7.9 проводится сравнение различий между флоккулентными галактиками и спиральными grand design, основываясь

на результатах Фурье-анализа карт яркости и поля скорости вдоль луча зрения для флоккулентных и регулярных спиральных галактик.

В *главе 8* рассмотрены некоторые вопросы динамики дисков с учетом нелинейных факторов. В частности, описаны результаты открытия структуры колебаний типа солитона огибающей в спиральном рукаве галактики NGC 1365. Обсуждаются особенности ударных волн в галактиках.

Глава 9 полностью посвящена нашей Галактике (Milky Way). Важным инструментом описанных исследований являются численные динамические модели. Обсуждается динамическая роль различных компонент: балджа, бара, гало, спиралей. Получены ограничения на один из важнейших параметров Галактики — поверхностную плотность дисковой подсистемы в солнечной окрестности σ_{\odot} . Сделаны оценки массы темного вещества гало. В § 9.4 приведены доводы в пользу того, что мини-спираль в центре Галактики является результатом неустойчивости сверхотражения. В § 9.5 представлен обзор основных проблем химической эволюции, написанный Б. М. Шустовым и Д. З. Вибе.

По данным космологии на долю темного вещества (темной материи, темной массы, скрытой массы) приходится около 30% от общей энергии/массы, что в свою очередь почти в 10 раз больше вклада обычного видимого (барионного) вещества, которое сосредоточено прежде всего в галактиках, где находится в форме звезд различных типов и газа, и в межгалактическом газе. Отметим, что «Проблема темной материи (скрытой массы) и ее детектирование» неизменно входит в список В. Л. Гинзбурга «Особо важных и интересных проблем» все последние годы.

Природа темной материи неизвестна, по-видимому, она состоит из нерелятивистских слабо взаимодействующих частиц, масса которых в сотни раз больше массы протона. Важно, что темное вещество гравитационно влияет на окружающее видимую материю (звезды, галактики, скопления галактик), его морфологию и кинематику, что позволяет судить не только о массе, но и характере распределения скрытой массы на масштабах десятки килопарсек и даже в пределах 1–10 кпк.

В *главе 10* обсуждаются некоторые данные наблюдений галактик, позволяющие получить оценки плотности темной материи непосредственно внутри галактики (в пределах оптического радиуса $r < R_{\max}$) и в ближайшей ее окрестности $r \leq (2 - 3)R_{\max}$. Приведены результаты численных моделирований динамики газовых и звездных дисков, погруженных в триаксиальное массивное темное гало.

Последняя глава посвящена динамике аккреционных дисков. В частности, комплексный анализ крупномасштабных процессов в аккреционных дисках системы двойных звезд позволил впервые получить из первых принципов коэффициент турбулентной вязкости и величину параметра $\alpha = 0,035$, что согласуется с имеющимися наблюдательными и теоретическими оценками.

Авторы выражают искреннюю благодарность всем соавторам, в особенности профессору А. В. Засову.

Глава 1

НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИК

1.1. Прогресс в исследовании галактик

1.1.1. Основные этапы изучения галактик. Первые упоминания о туманности Андромеды относятся к X в. и связаны с именем Аль-Суфи, который уже указывал на отличие этого объекта от звезд в связи с его размытостью. А в 1612 г. С. Мариус наблюдал туманность Андромеды в телескоп. Томас Райт в своем труде «An Original Theory of the Universe» (1750), объясняя наблюдаемый Млечный Путь, предположил, что звезды распределены в толстом диске — так был сделан первый шаг к пониманию, что Млечный Путь — галактика. Иммануил Кант, вдохновленный этой идеей, стал говорить о том, что Млечный Путь, вращающийся согласно законам Ньютона, только один из многих «Островов Вселенной» («Island Universes»), рассеянных в бесконечной Вселенной.

Важный этап связан с составлением каталога Ш. Мессье (Charles Messier) в 1784 г., в котором, как выяснилось существенно позднее, оказалось 39 галактик среди 108 объектов. В 1864 г. Джон Гершель (сын Вильяма Гершеля) издал «General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars», который явился основой «New General Catalogue».

Однако настоящее рождение внегалактической астрономии началось в 20-х годах XX столетия с доказательства внегалактической природы туманности Андромеды, а затем и других спиральных туманностей усилиями В. Линдблада, К. Лундмарка, П. Дойга, Х. Шепли, Е. Эпика, Э. Хаббла, Я. Оорта и др. Параллельно в эти же годы вырисовывается представление об общей структуре нашей Галактики. Получены правительные оценки размеров системы, определен центр всего Млечного Пути, выявлена сферическая и плоская подсистемы, обнаружено вращение Галактики.

В это же время было открыто глобальное расширение Вселенной, что проявляется в разбегании (красном смещении) галактик. Начался научный этап внегалактической астрономии и одновременно стартовала наблюдательная космология. Закон Хаббла для разбегания галактик

$$V_{\text{sys}} = H \cdot r \quad (1.1)$$

связывает систематическую скорость галактики V_{sys} и расстояние до нее r , являясь важнейшим методом оценки внегалактических расстояний. Определение постоянной Хаббла H , км/(с·Мпк), имеет историю от первоначального значения $H = 500$ км/(с × Мпк) (1929 г.) до современных оценок $H = 70\text{--}75$ км/(с·Мпк).

Уже во времена становления внегалактической астрономии число галактик, доступных наблюдениям, оценивалось в 120000. Каталог NGC (New General Catalogue, 1888–1908 гг.) вместе с дополнениями и IC (Index Catalogue) включает более 13000 объектов (каталог NGC 2000.0 является современным вариантом классических каталогов NGC и Index Catalogues (IC)). Каталог UGC (Uppsala General Catalogue, 1973 г.) является практически полным каталогом галактик, имеющих размер не

менее $1'$ и/или видимую звездную величину не слабее $14,5^m$ на Паломарском обзоре неба, и содержит около 13000 объектов. Каталог MCG (Morphological Catalogue of Galaxies, 1962–74 гг.) включает 32000 галактик ярче $15,1^m$. Среди последних объемных каталогов отметим «Каталог ярких галактик» (RC3, 1991 г., Southern Galaxy Catalogue). Еще более массовыми являются каталоги и базы данных IRAS, PGC, 2MASS. В 90-х гг. XX в. наступила эра электронных каталогов, например, база данных HyperLeda содержит различную информацию о более 2 млн галактик.

Современная оценка полного числа галактик составляет $\sim 10^{12}$. Отметим, что космический телескоп им. Э. Хаббла на площади 1 кв. градус способен разрешить до 400 тыс. галактик. Современные обзоры неба (DSS, 2MASS, 2dF, SDSS и др.) предоставляют информацию о миллионах галактик [216].

В конце 40-х гг. XX в. начался новый бурный период развития астрономии, неразрывно связанный с научно-технической революцией. Произошло вторжение в астрономию новых методов исследований. Стал доступен радиодиапазон. А к началу 70-х годов астрономические наблюдения начали приобретать *всеволновой характер*. Диаметр собирающей поверхности D современных оптических телескопов на Земле превышает 10 метров, а радиотелескопов — десятки и сотни метров. Созданы радиоинтерферометры, объединяющие десятки радиотелескопов. Астрономические инструменты выведены в космос, где работают инфракрасные, ультрафиолетовые, рентгеновские и гамма-обсерватории. Таким образом, основной прогресс внегалактической астрономии связан с **комплексным** изучением галактик с использованием практически всего электромагнитного спектра. Начинается становление нейтринной и гравитационно-волновой астрономии.

Достижения последних 15 лет в немалой степени основываются на работе Космического телескопа «Хаббл» (оптический диапазон и ближайшие области ИК и УФ), орбитального космического телескопа «Galex» (ультрафиолет в диапазоне 135–280 нм), инфракрасного космического телескопа «Spitzer» (3–180 мкм), космической рентгеновской обсерватории Chandra (0,07–10 КэВ). Новые возможности появились с началом работы больших наземных телескопов в оптическом и субмиллиметровом диапазонах (Кек I, II, $D = 10$ м; VLT, 4 телескопа с $D = 8,2$ м; обсерватория Gemini из двух 8-метровых телескопов; Subaru, $D = 8,3$ м; LBT — бинокулярный с $2 \times 8,4$ м; HET, сферическое многосегментное зеркало с $D = 11$ м; SALT, $D = 10$ м; MMT, $D = 6,5$ м; обсерватория Magellan, два телескопа с $D = 6,5$ м; GTC, $D = 10,4$ м). Применение систем активной оптики существенно усиливает возможности астрономических наблюдений. Самым крупным оптическим инструментом в Европе является БТА САО РАН ($D = 6$ м).

Радиодиапазон является важнейшим для внегалактической астрономии, в частности, он служит источником информации о газовой компоненте галактик. Применение радиоинтерферометров со сверхдлинными базами существенно улучшило разрешение, превзойдя оптические телескопы. К числу крупнейших радиотелескопов относятся: VLA (Нью-Мексико), РАТАН-600 (Зеленчукская), ДКР-1000 (Пушино), ГВТ (Вирджиния), MERLIN (Великобритания), УТР-2 (Харьков), Вестерборк (Голландия), ANTF (Австралия) и др.

Прогресс наблюдательной астрономии в существенной мере обусловлен качественным изменением технологий обработки информации, связанный с глубоким проникновением вычислительной техники и численных методов во все этапы научных исследований. Произошел полный переход на цифровое представление изображений, что позволило не только использовать возможности вычислительной техники, но и увеличило доступность к исходным данным наблюдений для их последующей обработки. Комплексный характер исследований галактик базируется на совместном

применении фотометрических и спектроскопических методов в разных областях электромагнитного спектра.

1.1.2. Морфологические типы. Классификация Э. Хаббла 1925 г. (с дополнениями 1936 г. за счет введения нового класса линзовидных галактик S0) построена по морфологическому принципу [695], в основе которого лежит непосредственно наблюдаемая форма объекта (рис. 1.1). Многочисленные попытки дать собственные классификационные схемы или видоизменить диаграмму Хаббла в середине XX в. не стали общепринятыми.

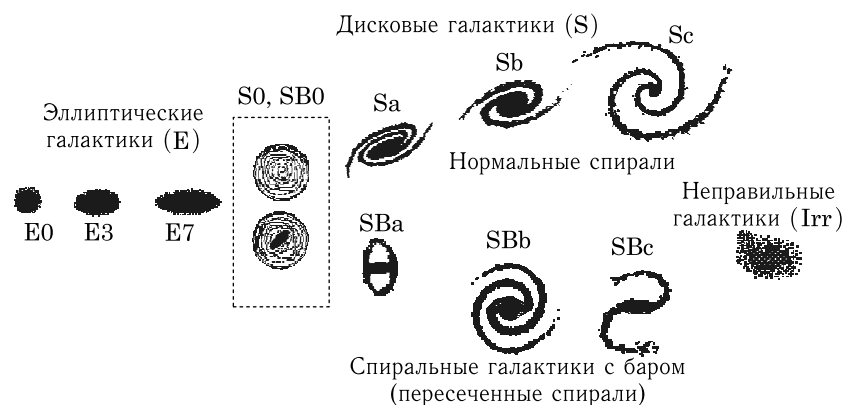


Рис. 1.1. Классификация галактик, основанная на камертонной диаграмме Хаббла. Галактики S0 обладают плоской компонентой без спиральных ветвей

Выделим классификацию Вокулера, в которой сделана попытка описать все формы спиральных галактик, выделяя три класса (E, S0–S, I), три семейства для спиралей (SA — без бара, SB — с баром, SAB — промежуточные со слабыми овалоподобными структурами) и три вида: (r) — галактики с внутренним кольцом, (s) — спирали, которые начинаются от ядра или концов бара, (rs) — промежуточные. Символ r указывает на наличие внешнего кольца. Классификация дополнена еще более поздними галактиками, чем Sc, для которых введены типы Sd (SBd) и Sm (SB(s)m). Последние характеризуют галактики, переходные от спиральных к неправильным, так называемые Магелланова типа — прототипом является Большое Магелланово Облако. Наконец, галактики, в которых не удается выделить никакой структуры, Вокюлер обозначает IAm, IBm, Im. Введены также дополнительные подклассы для линзовидных галактик: S0⁻, S0⁰, S0⁺, S0/a. А компактные объекты (эллиптические и неправильные) могут характеризоваться символом с: cE и cI соответственно. Предложенная классификация является трехмерной (рис. 1.2).

В качестве количественной характеристики галактики при движении слева направо вдоль диаграммы Хаббла Ж. Вокюлером предложена непрерывная величина t (табл. 1.1).

Таблица 1.1
Соответствие между морфологическим типом галактики и значением параметра t , который в зависимости от морфологических свойств галактик может принимать значения $-6 \leq t \leq 11$

Тип	t	Тип	t
cE	-6	Sb	3
E	-5	Sbc	4
E ⁺	-4	Sc	5
S0 ⁻	-3	Scd	6
S0 ⁰	-2	Sd	7
S0 ⁺	-1	Sdm	8
S0/a	0	Sm	9
Sa	1	Im	10
Sab	2	cI	11

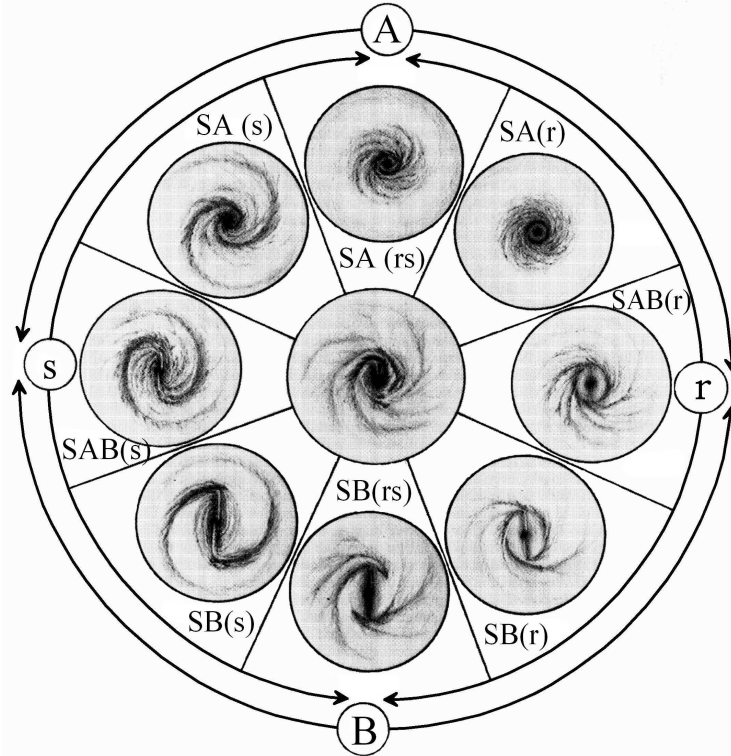


Рис. 1.2. Классификация галактик по Вокулеру [433]

Б. А. Воронцов-Вельяминов при описании объектов в МГС отказался от попыток классификации и использовал явное описание наиболее характерных структурных элементов (ядро, линза, бар, искажение формы, пылевые полосы, число ветвей, кольца, γ -формы, хвосты и перемычки у явно взаимодействующих систем, характер закрутки и ширина ветвей и др.).

Однако диаграмма Хаббла является по настоящее время рабочим инструментом в физике галактик не только благодаря своей простоте и наглядности. Спиральные галактики разбиваются на подтипы по особенностям спиральных ветвей (структурности, степени закрученности) и по соотношению светимостей звездного диска и центрального звездного сгущения (балджа). Однако изменение внешней формы имеет глубокие физические корни, поскольку вдоль камертонной диаграммы Хаббла систематически изменяются важнейшие физические характеристики.

Перечислим характерное изменение свойств галактик в среднем при движении вдоль морфологической последовательности (слева направо на рис. 1.1).

1. Увеличение степени сплюснутости системы a/b . Роль сфероидальной подсистемы (линза, балдж) уменьшается.
2. Степень закрученности спиралей уменьшается (спирали становятся более открытыми).
3. Относительная доля массы, приходящаяся на газ, увеличивается.
4. Показатели цвета меняются от красных к голубым.
5. Увеличивается темп звездообразования на единицу светимости.
6. Увеличивается содержание пыли.

7. Максимальная скорость вращения от S0-Sa к Igg уменьшается.
8. Масса уменьшается при переходе от спиральных к неправильным галактикам.

Следует подчеркнуть, что все тенденции имеют статистический характер.

В заключении остановимся на **эволюционном** статусе диаграмм типа Хаббла или Вокулера. Первоначально Э. Хаббл предложил эволюционную схему перехода каждой галактики от E-типа к неправильным, что заложено в терминологии: галактики раннего и позднего морфологических типов. Позже, в середине XX в., классификация потеряла эволюционный статус; считалось, что морфологические свойства галактики качественно не изменяются. В последние десятилетия отношение вновь поменялось. И хотя полного возврата к эволюционным представлениям на диаграмму Хаббла не произошло, однако можно указать на возможности изменения типа галактики в процессе ее эволюции. В частности, отметим следующие.

- Линзовидные галактики (S0, SB0) могут являться результатом развития S-галактик, связанного с исчерпанием или потерей газа. Когда его плотность оказывается ниже определенного уровня ($\lesssim 1\%$), то звездообразование практически прекращается и исчезают условия для поддержания мощных спиральных волн плотности. Без газа амплитуда спиралей в старом звездном диске линзовидных галактик, как правило, не превышает нескольких процентов. Причины исчерпания запасов газа в данном случае неважны. Это может быть связано с более быстрым темпом звездообразования (вспышки звездообразования) или выметанием из галактики газа в результате гравитационного взаимодействия с другими галактиками (приливные взаимодействия) при сохранении в целом звездного диска. Отметим, что даже наличие бара у линзовидных галактик (SB) не приводит к сколько-нибудь существенной спиральной структуре в звездном диске.
- Столкновение сопоставимых по массе спиральных галактик может сопровождаться формированием эллиптических галактик (S+S→E или S+E→E). Распространена точка зрения, что образование гигантских эллиптических галактик (cD) связано с указанным явлением взаимного поглощения галактик в процессе которого газ частью теряется, частично переходит в звезды. Суммарный угловой момент нового объекта уменьшается, а температура системы, связанная с хаотической компонентой скоростей звезд, увеличивается. Наиболее крупные E-галактики встречаются в центрах богатых скоплений (например, NGC 4881 в Coma или M87 в Virgo). Имеются наблюдения систем, находящихся на различных стадиях такого взаимопоглощения (например, NGC 5128 содержит газо-пылевую полосу и нетипичное содержание молодых голубых звезд; NGC 1700 также находится на ранней стадии образования эллиптической галактики по схеме S+E). С большой вероятностью через несколько миллиардов лет наша Галактика и Туманность Андромеды (M31) будут взаимодействовать по сценарию S+S→E. Внутри некоторых эллиптических галактик наблюдаются звездно-газовые диски.
- Галактические бары возникают на «наших глазах». На эволюционный статус звездных баров указывает повышенная частота встречаемости SB-галактик в случае сильного взаимодействия, например, в богатых скоплениях. Должно наблюдаться увеличение относительной доли галактик с баром с возрастом Вселенной (с уменьшением z). Поэтому переходы S→SB, по-видимому, распространены. Обратная трансформация (SB→S) также возможна, но она требует разрушения бара, который является весьма устойчивым динамическим образованием. Но известны механизмы его диссипации, например, при наличии очень массивной центральной черной дыры или массивного концентрированного балджа.

- Поздними приобретениями являются такие важные морфологические признаки, как полярные и внутренние кольца.
- В основе изменений наших взглядов на эволюцию галактик лежит осознание того, что звездные системы являются открытыми и сильные гравитационные взаимодействия между галактиками, аккреция межгалактического газа, поглощения карликовых галактик («малый мерджинг») оказываются важнейшими факторами их эволюции, в существенной мере влияя на их морфологические признаки.

В заключение отметим, что описанная здесь классическая классификация галактик (расширенная последовательность Хаббла) не является полной. В нее не включены гигантские cD-галактики, целый зоопарк карликовых галактик (их выделяют несколько типов), LSB-галактики (галактики низкой светимости) и ряд других.

1.2. Звездные диски плоских галактик

Большинство наблюдаемых галактик могут быть в соответствии с классификацией Хаббла отнесены к плоским¹⁾. Эти галактики обладают ярким и довольно тонким вращающимся диском с теми или иными структурными особенностями (спирали, перемычки, кольца и т.п.) и сфероидальной подсистемой. Дисковая подсистема обычно состоит из довольно массивного звездного диска и существенно менее массивного газового. Приведем здесь необходимый для дальнейшего изложения краткий обзор основных характеристик подсистем плоских галактик. Более подробное изложение данных наблюдений по плоским галактикам можно найти, например, в книгах Б. А. Воронцова-Вельяминова [37], В. Г. Горбачего [41], И. Д. Караченцева [85], А. В. Засова [61], А. В. Засова и К. А. Постнова [72], Ю. Н. Ефремова [52–54], П. Ходжа [251], В. П. Решетникова [215] (см. также обзор А. В. Засова [58]), а по Галактике — в книге Л. С. Марочника и А. А. Сучкова [131]. Отметим также книги [30, 43, 61, 94, 203, 366, 367, 372, 590, 1207, 1300].

1.2.1. Распределение поверхностной яркости в дисковых галактиках. Усредненное в азимутальном направлении распределение яркости $\mu(r)$ вдоль радиальной координаты в звездных дисках галактик, как правило, хорошо описывается экспоненциальным законом

$$\mu(r)/\mu(0) \simeq \exp(-r/L_\sigma), \quad (1.2)$$

где характерный радиальный масштаб L_σ в каждой галактике близок в разных спектральных диапазонах [558]. Обычно считают, что и распределение поверхностной плотности в звездных дисках $\sigma_{*(r)}$ тоже является экспоненциальным ($\sigma \propto \mu$):

$$\sigma_{*}(r) = \sigma_0 \exp(-r/L_\sigma), \quad (1.3)$$

где $\sigma_0 = \sigma_{*}(0)$ и $L_\sigma \simeq 1 \div 6$ кпк [559, 733, 800]. В частности, в Галактике, по данным разных авторов, $L_\sigma \simeq 2 \div 4$ кпк и в окрестности Солнца величина поверхностной плотности гравитирующей массы (звезды + газ + темное вещество внутри $|z| \lesssim 1$ кпк, звездная компонента доминирует) составляет $\sim 40 \div 100 M_\odot/\text{пк}^2$ ²⁾ ([260, 449, 495, 508, 561, 563, 604, 646, 763, 791, 1074, 1102, 1259], более вероятны значения $L_\sigma = 3$ кпк, $\sigma_\odot \simeq 50 \div 60 M_\odot/\text{пк}^2$, см. гл. 9).

По наблюдениям в фотометрических полосах B и K радиальная шкала дисков L_σ слабо зависит от морфологического типа S-галактик [733]. Но среди

¹⁾ Мы будем использовать термин «плоские» как синоним «дисковые», независимо от ориентации галактики.

²⁾ Знак \odot соответствует окрестности Солнца в Галактике.

галактик более ранних типов ($t = 2 \div 5$) чаще встречаются объекты со шкалой $L_\sigma > 6$ кпк. Более существенно то, что само значение L_σ систематически зависит от спектрального диапазона. При переходе от B к K или I радиальная шкала уменьшается: $\langle L_\sigma(B)/L_\sigma(K) \rangle = 1,2 \pm 0,2$ для галактик с небольшим углом наклона [732], $\langle L_\sigma(B)/L_\sigma(K) \rangle = 1,56 \pm 0,46$, $\langle L_\sigma(B)/L_\sigma(I) \rangle = 1,32 \pm 0,24$ для галактик с большим углом наклона $i \simeq 90^\circ$ [637]. Причем имеется систематическая зависимость $\langle L_\sigma(B)/L_\sigma(K, I) \rangle$ от морфологического типа галактики t : указанное отношение увеличивается с ростом t . Данные результаты связаны с эффектами поглощения, зависящими от содержания пылевой компоненты в галактиках разных типов и изменения относительной доли яркости, приходящейся на молодые звезды на различных расстояниях.

Экспоненциальный характер дисков легко обнаруживается, например, в рамках модели образования галактик из однородно вращающейся сферической системы при ее сжатии с сохранением углового момента [800, 907]. Имеются и другие сценарии эволюции галактик с учетом вязкости газа и звездообразования, приводящие к закону (1.3) [664, 843].

Отклонения от закона (1.2) обычно имеют место как в центральных частях галактик размером $r \lesssim L_\sigma$ [558], так и на их периферии. Первые обусловлены, по-видимому, наличием либо яркого балджа или линзы в центральных областях плоских галактик [431, 558], либо уменьшения плотности в центральной части звездного диска [17, 57]¹⁾.

Другое отклонение от закона (1.2) по данным фотометрии галактик (наиболее ярко проявляется для видимых с ребра) состоит в том, что в области $r \gtrsim (3 \div 5)L_\sigma$ яркость диска убывает заметно быстрее, чем по закону (1.2). Тем самым звездные диски могут иметь фактически достаточно резкую границу R_{\max} в радиальном направлении [798, 805]. Имеется зависимость отношения R_{\max}/L_σ от центральной поверхностной яркости диска (рис. 1.3). Наблюдается тенденция у галактик низкой поверхностной яркости к обрыву дисков на меньших расстояниях от центра в единицах шкалы диска.

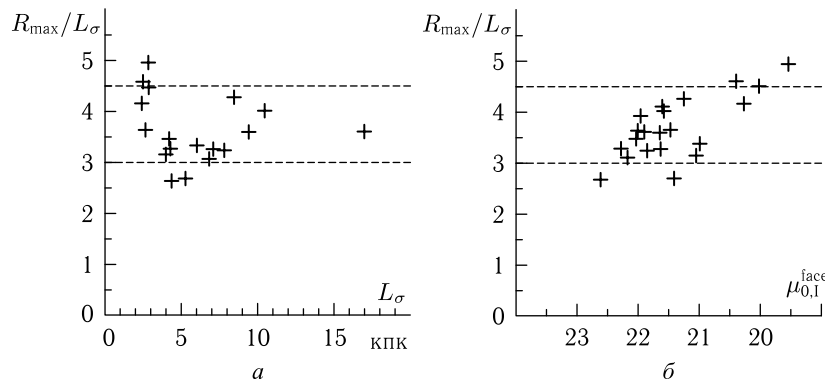


Рис. 1.3. Зависимости отношения R_{\max}/L_σ от радиальной шкалы диска (а) и центральной поверхностной яркости в полосе I , исправленной с учетом наклона (б) (+ — [798], для этой выборки $R_{\max}/L_\sigma = 4 \pm 1,1$). Приведены также положения галактик (●), для которых построены модели в данной книге

¹⁾ Недостаток вещества в центральных областях звездных дисков по сравнению с законом 1.3 («дыра» или депрессия плотности) заложен, например, в моделях Галактики [441, 526] и ряде других [17].

Есть основания считать, что внешняя граница звездного диска Галактики находится на расстоянии 12–15 кпк от центра [1074], тем самым $R_{\max}/L_{\sigma} \simeq 4 - 5$.

Однако указанный обрыв диска не происходит резко. За пределами радиуса R_{\max} профиль яркости также убывает по экспоненциальному закону, но с меньшей радиальной шкалой. Таким образом, диск галактик состоит из двух экспоненциальных дисков с разными экспоненциальными шкалами L_{σ} (рис. 1.4). Причем внешний диск может простирается до $2R_{\max}$, как у NGC 7606, и вплоть до 27 зв. вел. сохраняется более быстрое снижение яркости, чем у внутреннего диска. Причины формирования таких дисков с двумя экспоненциальными профилями еще далеки от полного понимания.

Следует отметить, что в зоне изменения закона радиального профиля яркости (на рис. 1.4, 1.5 это соответствует переходу от одного экспоненциального закона к другому) меняется цвет. Тем самым, значение отношения «поверхностная плотность/яркость», σ/I , (или масса/светимость, M/L) оказывается различным для участков диска с разной экспоненциальной шкалой. Если учесть этот эффект, то при переходе от распределения яркости к профилю поверхностной плотности σ получаются более сглаженные радиальные зависимости $\sigma(r)$ и распределение массы лучше следует экспоненциальному закону с одной радиальной шкалой в отличие от яркости.

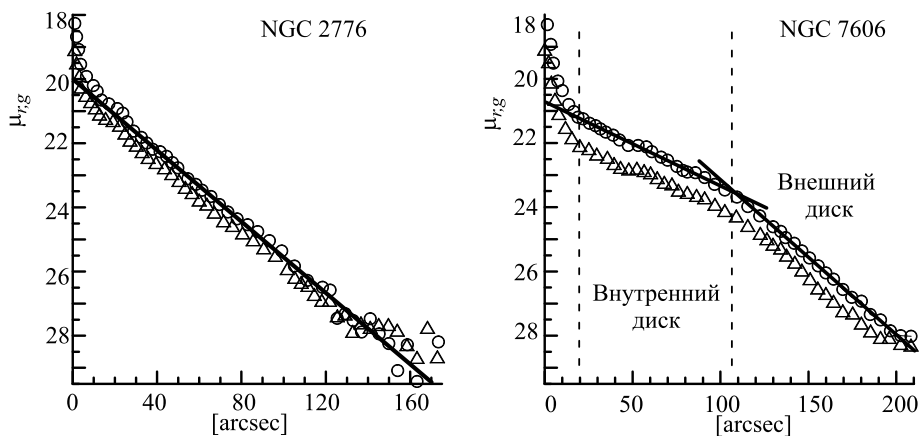


Рис. 1.4. Азимутально-усредненные радиальные профили поверхностной яркости в разных диапазонах ($\Delta - g'$, $\circ - r'$) [456]. У NGC 7606 на радиусе $r = 106''$ наблюдается резкое изменение в профиле яркости

Однако у части галактик не удается обнаружить отклонений от экспоненциального закона с одной шкалой вплоть до 29 зв. вел./кв. сек., как в случае NGC 2776 (см. рис. 1.4). Вопрос объяснения особенностей распределения плотности звездного диска во внешних областях остается открытым, поскольку во многих случаях формирование звездных дисков нельзя считать завершенным.

Массы звездных дисков плоских галактик лежат в пределах $10^9 \div 10^{12} M_{\odot}$ (эта величина для Галактики не превышает $M_d \sim 10^{11} M_{\odot}$, § 9.2).

1.2.2. Вертикальная структура звездных дисков. Объемная плотность вещества (звезд и газа) $\rho_d(r, z)$ в дисках галактик максимальна в плоскости их симметрии ($z = 0$). С удалением от этой плоскости убывание плотности звездной компоненты диска $\rho_*(r, z)$, судя по распределению яркости вдоль z -координаты [636, 805], может

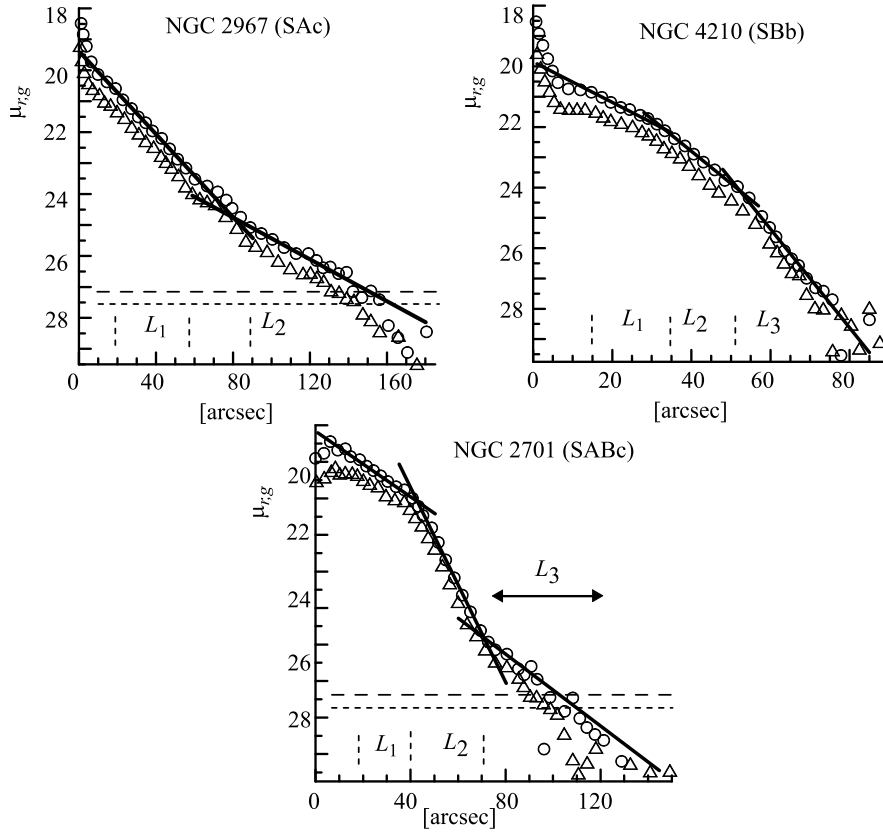


Рис. 1.5. Примеры более редко встречающихся профилей поверхностной яркости (в разных диапазонах: \triangle — g' , \circ — r'): NGC 2967, NGC 4210, NGC 2701 [1033]. Можно выделить области диска, которые характеризуются экспоненциальными профилями с различными шкалами $L_{1,2,3}$

в ряде случаев удовлетворительно описываться законом

$$\rho_*(r, z) \propto \text{ch}^{-2}(z/\Delta_*), \quad (1.4)$$

где Δ_* — вертикальная шкала (эффективная полутолщина) звездного диска¹⁾. Заметим, что при такой зависимости $\rho_*(r, z)$ поверхностная плотность звездного диска $\sigma_*(r) = 2\Delta_*\rho_*(r, z=0)$. Профиль (1.4) получается для самогравитирующего слоя с постоянной температурой вдоль z (см. п. 2.1.4).

Используются и отличные от (1.4) аппроксимационные распределения объемной плотности вдоль z -координаты. У некоторых галактик вблизи плоскости $z=0$ наблюдается избыток яркости по сравнению с распределением (1.4) и для аппроксимации наблюдаемых профилей используется экспоненциальный закон [636, 638, 1275]:

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-|z|/h_z), \quad (1.5)$$

¹⁾ Здесь мы говорим о средней по всем типам звезд величине Δ_* . На различие в характере распределения звезд разных спектральных классов поперек плоскости диска указано еще в работе Бартая [18].

где h_z — экспоненциальная вертикальная шкала. Распределения (1.4) и (1.5) дают сходный профиль начиная с $|z| \gtrsim \Delta_*$ при $\Delta_* = 2h_z$. Экспоненциальный закон можно считать типичным распределением на больших высотах, начиная с $|z| \gtrsim \Delta_* = 2h_z$.

Для более адекватного описания характера яркости в области $|z| \lesssim \Delta_*$ предложено обобщение (1.4) и (1.5) [801]:

$$I(z) = \frac{I_0}{2^{2/n}} \operatorname{sech}^{2/n} \left\{ \frac{nz}{2z_0} \right\}, \quad (1.6)$$

где случай $n = 1$ соответствует (1.4), а для (1.5) следует принять $n \rightarrow \infty$ (рис. 1.6).

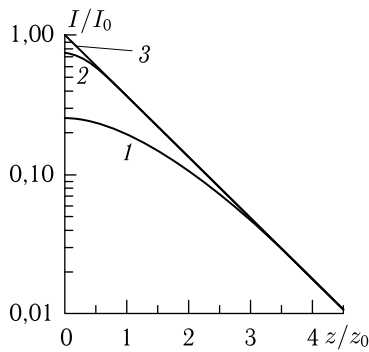


Рис. 1.6. Вертикальные профили (1.6) при: 1 — $n = 1$; 2 — $n = 5$; 3 — экспоненциальный закон

Для изучения вертикальной структуры дисков пригодны галактики, видимые с ребра (см. каталог плоских галактик [745]). Величина Δ_* в большинстве плоских галактик лежит, по-видимому, в пределах $0,1 \text{ кпк} \lesssim \Delta_* \lesssim 1,0 \text{ кпк}$. В частности, аппроксимация разных данных по $\rho_*(z)/\rho_*(0)$ в окрестности Солнца в Галактике функцией (1.4) приводит к оценке $\Delta_{*\odot} \simeq 0,2 \div 0,6 \text{ кпк}$. Причем, результаты, полученные по результатам обзоров COBE\DIRBE и 2MASS, приводят к вертикальному масштабу диска Галактики в окрестности Солнца около $0,28 \text{ кпк}$ для старого звездного диска. Выделяют толстый звездный диск с большей вертикальной шкалой, однако он дает небольшой вклад в массу дисковой компоненты. Близкие результаты для значения вертикальной шкалы старого звездного диска дают данные обзора RAVE: $225 \pm 10 \text{ пк}$ [1263], по их результатам для толстого диска имеем $1048 \pm 36 \text{ пк}$.

У галактик поздних морфологических типов вертикальная шкала не сильно зависит от радиальной координаты [639, 805, 1062]. У галактик $t \lesssim 2$ при наличии массивного балджа или линзы часто наблюдается рост вертикальной шкалы с радиусом на периферии [636, 638, 639] (рис. 1.7). По-видимому, этот эффект характерен и для нашей Галактики [292].

Выделяют также толстый диск, характеризуемый вертикальным масштабом $\sim 1 - 5 \text{ кпк}$. Его объемная плотность в плоскости $z = 0$ составляет несколько процентов от плотности дисковой системы (например, в окрестности Солнца — около 2% [562]). Следует сказать, что дисковую систему обычно разделяют на старый диск (звезды поздних классов — дают основной вклад в массу) и плоскую подсистему, которая является наиболее тонкой и состоит из газа, пыли и молодых звезд.

Средние значения отношения радиальной шкалы диска к вертикальной лежат в пределах $5 \div 7$ [636, 638, 639]. Однако, встречаются относительно толстые диски, когда вертикальная шкала всего в 2–3 раза меньше радиальной (как у UGC 8935). Наблюдается и обратная ситуация, когда указанное отношение шкал > 10 , такие галактики принято называть супертонкими (например, UGC 7321).

Из сравнения характерных масштабов звездных дисков ($\Delta_* \ll L_\sigma$) ясно, что равновесный гравитационный потенциал $\Phi_0(r, z)$ гораздо резче изменяется в z -направлении, чем в радиальном. Поэтому в окрестности плоскости $z = 0$ естественно полагать $|\partial^2 \Phi_0 / \partial z^2| \gg |\partial(r \partial \Phi_0 / \partial r) / r \partial r|$ и, следовательно, уравнение Пуассона можно записать в виде $\partial^2 \Phi_0 / \partial z^2 \simeq 4\pi G \rho_D$. Отсюда в простейшем приближении однородного по толщине диска следует оценка частоты колебаний звезды (или

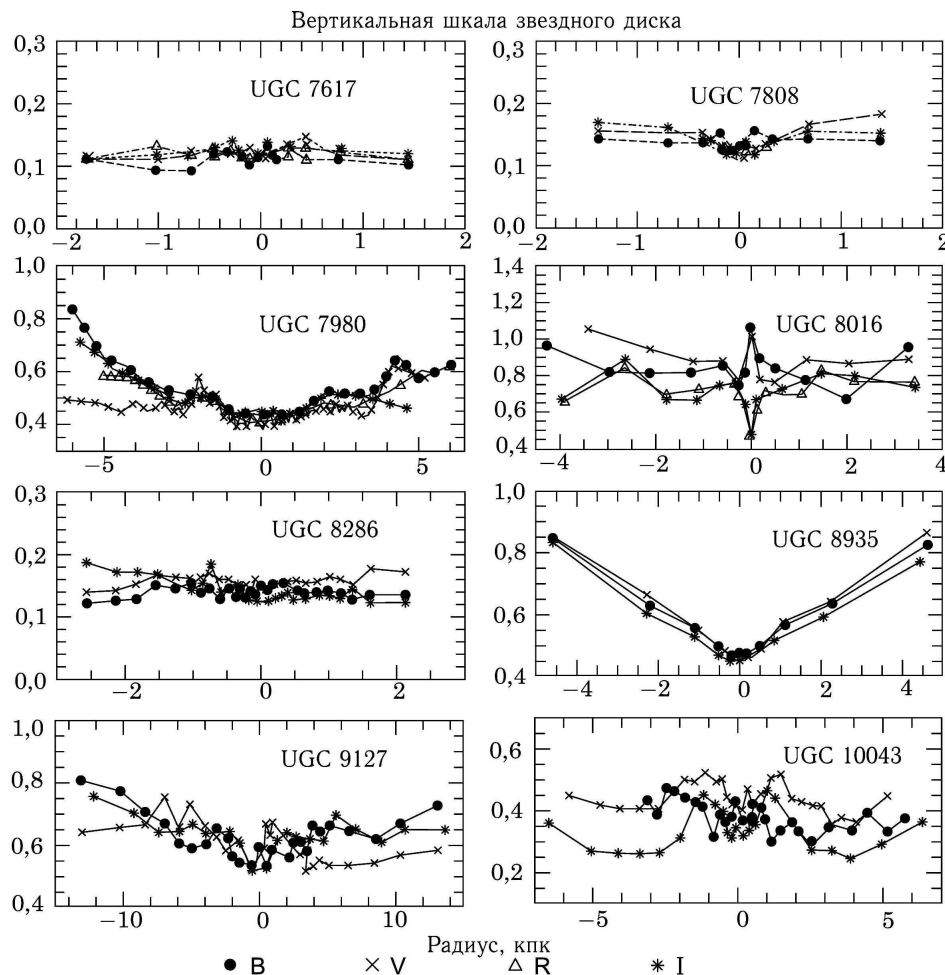


Рис. 1.7. Примеры зависимостей вертикальной шкалы звездного диска от расстояния до центра в различных полосах для различных галактик, которые показаны символами ●, ×, Δ, * [639]. Встречаются два типичных профиля диска: с постоянным значением шкалы и с утолщением на периферии

другого объекта) поперек плоскости диска

$$\omega_z \simeq \sqrt{4\pi G \rho_D(z=0)} = \sqrt{2\pi G \sigma_D / \Delta_*}. \quad (1.7)$$

1.2.3. Кинематика дисков. Основным движением объектов как звездных, так и газовых дисков галактик является их вращение. Хаотические движения звезд и газовых облаков обычно характеризуются существенно меньшими скоростями, и в первом приближении ими можно пренебречь. В соответствии с этим центробежная сила, приходящаяся на единицу массы на заданном расстоянии от центра диска и компенсирующая градиент общего гравитационного потенциала, оказывается близкой как для звезд, так и для газовых облаков. Однако имеется хотя и небольшое, но систематическое и принципиально важное расхождение между скоростью звезд V_* и скоростью газа V_{gas} , поскольку вклад теплового движения в радиальный баланс сил

для динамически более горячей звездной компоненты выше, чем для более холодной газовой компоненты.

Кривая вращения газа, во всяком случае на периферии галактики ($r \gtrsim 2L_\sigma$), точнее характеризует распределение гравитирующей массы. С этой точки зрения, предпочтительнее использовать скорость вращения $V_{\text{вр}}(r)$ по межзвездному газу.

К настоящему времени опубликованы достаточно полные обзоры кривых вращения большого числа спиральных галактик (см., напр. [972, 1090, 1092, 1093, 1183, 1186]). Имеются многочисленные данные по кривой вращения Галактики [19, 40, 48, 193, 214, 250, 297, 300, 340, 395, 1176]. Из этих результатов следует, что кривые вращения плоских галактик в первом приближении можно разделить на два типа, что в равной мере применимо как к звездному, так и к газовому диску.

Первый из них характеризуется почти твердотельным вращением центральной части диска ($V_{\text{вр}} \propto r$) с удалением от центра диска, переходящим в кривую вращения типа «плато» [$V_{\text{вр}}(r) \simeq \text{const}$]. На дальнейшей периферии такого диска величина $V_{\text{вр}}$ может медленно расти, убывать или оставаться приближенно постоянной (M 33, NGC 157, 300, 681, 1055, 6503 и др.). Такие кривые вращения можно условно назвать «одногогорбыми».

Другой тип кривых вращения (в дальнейшем называемых «двугорбыми», рис. 1.8) характерен тем, что в центральной части диска имеет место резкий рост $V_{\text{вр}}(r)$ в области $0 < r \lesssim 0,3 \div 1$ кпк, затем следует область убывания $V_{\text{вр}}$, после чего $V_{\text{вр}}(r)$ вновь (хотя и не всегда) возрастает и выходит на плато, как и у галактик с одногогорбыми кривыми вращения (рис. 1.9). Весь внутренний «горб» кривых вращения этого типа как бы накладывается на участок почти твердотельного вращения галактик с одногогорбыми кривыми (см. рис. 1.8, 1.10). При этом максимальное значение $V_{\text{вр}}$ на внутреннем горбе обычно мало отличается от уровня $V_{\text{вр}}$ на плато. К этому типу можно уверенно отнести кривые вращения Галактики ([250, 1176], см. п. 9.1.1), галактик M31 [1091], M81 [626] и многих других.

До середины 80-х гг. почти все галактики считались обладающими одногогорбыми кривыми вращения. Однако с возрастанием разрешающей способности наблюдений в ряде из них отчетливо проявилась двугорбость кривых вращения — например, в галактиках NGC 1566, 2590, 2608, 2708, 3200, 4321, 1553 и др. [191, 793, 1093, 1094]. Действительно, нетрудно видеть, что интервал между центром диска и внутренним горбом кривой вращения ($0,5 \div 1$ кпк) уже на расстоянии, большем $10 \div 20$ Мпк, виден под углом, меньшим 10 угловых секунд. По этой причине выявление внутренних горбов на кривых вращения не очень близких галактик до определенного времени представляло собой довольно сложную наблюдательную задачу. В 1986–1992 гг. на 6-метровом телескопе (САО) по инициативе одного из авторов (А. М. Ф.) была реализована наблюдательная программа по исследованию вращения внутренних областей спиральных галактик [9–12, 73]. Среди изученных объектов значительную часть можно отнести к двугорбому типу с амплитудой $\gtrsim 10 - 15\%$.

Причина двугорбости кривых вращения плоских галактик окончательно не ясна. Укажем, однако, два варианта объяснения этого феномена. Во-первых, концентрированное и в то же время массивное центральное образование (балдж) с параметрами, типичными для наблюдаемых галактик, в не очень плотном диске создает в своей внешней части такой градиент гравитационного потенциала, в котором величина $V_{\text{вр}}(r)$ для заметной части галактик должна убывать в переходной зоне от балджа к диску [62]. Если же такой балдж еще и сплюснут (типа линзы), то $V_{\text{вр}}$ может убывать быстрее, чем по кеплеровскому ($V_{\text{вр}} \propto r^{-1/2}$) закону. На эту возможность впервые было указано в работе [168], а подробное ее обсуждение содержится в монографии Поляченко и Фридмана [590]. Другой вариант был предложен Засовым [57] (см. также — [17]) и состоит в том, что наблюдаемый в некоторых галактиках

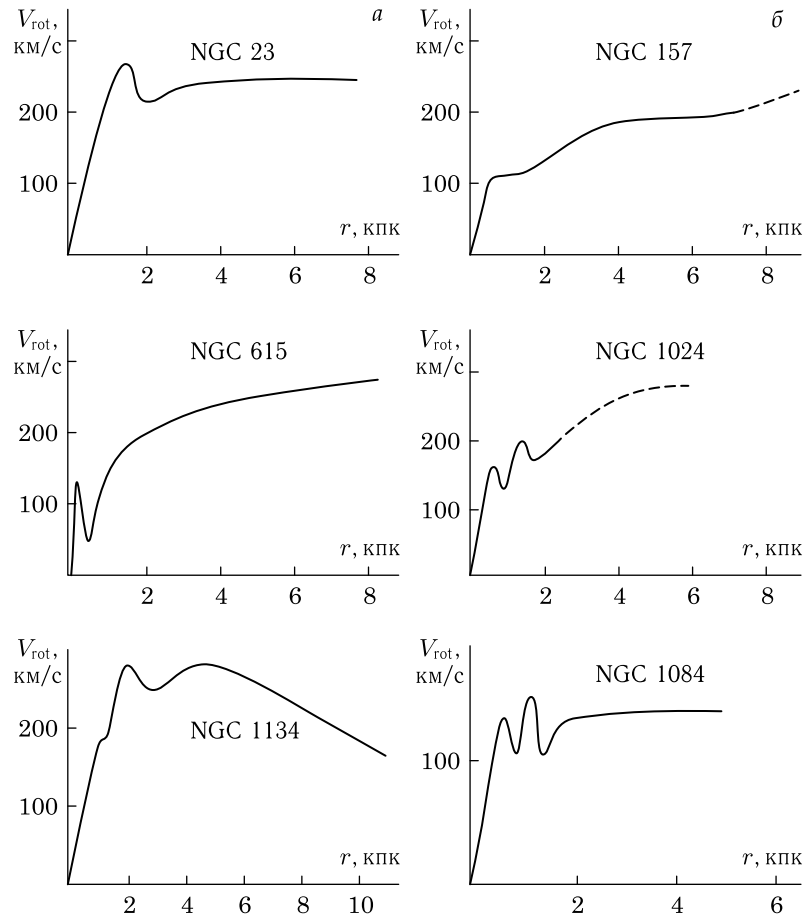


Рис. 1.8. Типичные примеры кривых вращения, полученные на 6-м телескопе (САО РАН) еще в 80-е гг. XX в

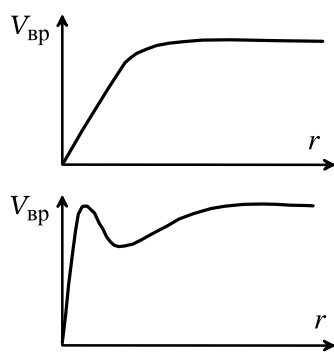


Рис. 1.9. Типичный вид «одногорбой» и «двугорбой» кривых вращения

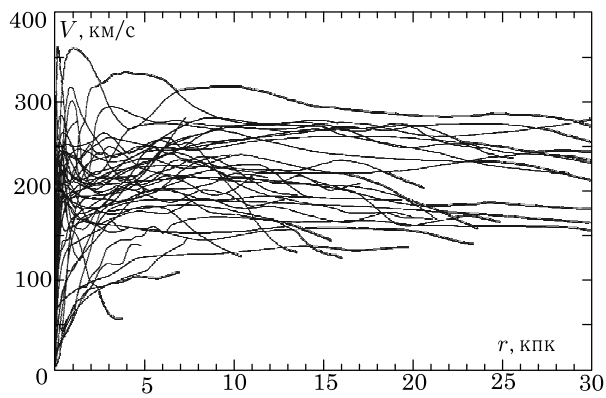


Рис. 1.10. Примеры кривых вращения для большой выборки галактик [1186]

плотный звездный диск с «дырой» в центральной его части позволяет естественно объяснить двугорбую кривую вращения даже при относительно умеренной концентрации плотности балджа в центре.

Следует подчеркнуть, что в центральной области могут быть достаточно существенными некруговые движения, связанные, например, с баром или триаксиальным балджем, что создает горб, не связанный однозначно с распределением гравитирующей массы. Свой вклад могут давать динамические процессы, связанные с активностью ядра.

Типичные значения максимальной скорости вращения галактик лежат в пределах $100 \div 300$ км/с. Для Галактики эта величина составляет $220 \div 260$ км/с (см. гл. 9).

Важнейшей особенностью подавляющего большинства галактик является неубывание кривой вращения на далекой периферии ($r \gg 2L_\sigma$), где плотность вещества диска уменьшается на порядок и больше. Так, например, у Галактики не обнаруживается заметного уменьшения величины $V_{\text{вр}}(r)$ вплоть до $16 \div 18$ кпк ([40, 131, 1080], см. п. 9.1.1), а возможно, и до ~ 60 кпк [297]. Этот наблюдательный факт может свидетельствовать о наличии массивного гало за пределами оптического радиуса галактик.

Вернемся теперь к вопросу об отклонениях движения объектов диска от чисто круговых траекторий, характеризуемых радиусом орбиты $r = r_0 = \text{const}$ и угловой скоростью $\Omega(r) = V_{\text{вр}}(r)/r$. Пусть равновесный гравитационный потенциал, создаваемый распределением всего вещества галактики в ее плоскости, есть $\Phi_0(r)$, а орбитальный момент объекта единичной массы $\mathcal{L} = r^2\Omega(r)$. Тогда движение такого объекта в радиальном направлении происходит в эффективном гравитационном потенциале $\Phi_{\text{эфф}} = \Phi_0(r) + \mathcal{L}^2/2r^2$ [113]. Соответствующее уравнение движения при $\mathcal{L} = \text{const}$ имеет вид

$$\ddot{r} = -\frac{\partial\Phi_{\text{эфф}}}{\partial r} = -\frac{\partial\Phi_0}{\partial r} + \frac{\mathcal{L}^2}{r^3}.$$

Однако в точке минимума $\Phi_{\text{эфф}}(r)$ (круговая орбита с $r = r_0$)

$$\left. \frac{\partial\Phi_0}{\partial r} \right|_{r=r_0} \equiv \frac{\mathcal{L}_0^2}{r_0^3} = r_0 \Omega^2(r_0).$$

Поэтому при $|r - r_0| \ll r_0$ уравнение движения принимает вид

$$\ddot{r} = -\left[4\Omega^2 + 2r\Omega \frac{d\Omega}{dr}\right] \cdot (r - r_0),$$

откуда следует, что движение рассматриваемого объекта в радиальном направлении при малых $|r - r_0|$ оказывается гармоническим и характеризуется частотой

$$\varkappa = 2\Omega \sqrt{1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr}}, \quad (1.8)$$

называемой *эпициклической*. Отметим, что в случае твердотельного вращения $\varkappa = 2\Omega$, для кеплеровского вращения частоты вращения и эпициклическая совпадают, а на участках кривых вращения типа «плато» $\varkappa \simeq \sqrt{2}\Omega$.

Интересно хотя бы в первом приближении оценить соотношение частот колебаний звезды в плоскости диска (1.8) и поперек ее плоскости (1.7). Очевидно, что в центральной части диска, где распределение вещества с учетом балджа близко к сферическому, эти частоты сравнимы. Однако на периферии галактики это не так. Действительно, внутри сферы радиусом $R \simeq (4 \div 5)L_\sigma$ масса экспоненциального

$[\sigma_*(r) = \sigma_0 \exp(-r/L_\sigma)]$ диска равна $M_d \simeq 2\pi\sigma_0 L_\sigma^2$ и, следовательно, по порядку величины

$$\varkappa \sim \Omega \sim (M_d G/R^3)^{1/2} \simeq (2\pi G \sigma_0 L_\sigma^2/R^3)^{1/2}$$

(в этих оценках полагаем массу сфероидальной подсистемы порядка или меньше массы диска). Тогда

$$\frac{\varkappa}{\omega_z} \simeq \left(\frac{\Delta_*}{L_\sigma}\right)^{1/2} \left(\frac{L_\sigma}{R}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{R}{2L_\sigma}\right\} \Big|_{R=2\div 5 L_\sigma} \simeq \left(\frac{\Delta_*}{L_\sigma}\right)^{1/2} \ll 1.$$

В частности, по данным наблюдений в окрестности Солнца в Галактике $\varkappa/\omega_z \sim 0,3$.

1.2.4. «Температура» звездного диска. Звезды в дисках плоских галактик движутся, испытывая отклонения от круговых орбит. В галактиках без бара¹⁾ или вдали от него эти отклонения невелики и могут характеризоваться наличием у звезды компонент v_r , v_φ , v_z пекулярной (за вычетом вращательной $V_{\text{вр}}(r)$) скорости. Распределение звезд по остаточным скоростям удовлетворительно описывается шварцшильдовской функцией распределения (максвелловские распределения по каждой из компонент скоростей с различными «температурами»):

$$f(v_r, v_\varphi, v_z) \propto \exp\left\{-\frac{v_r^2}{2c_r^2} - \frac{v_\varphi^2}{2c_\varphi^2} - \frac{v_z^2}{2c_z^2}\right\}, \quad (1.9)$$

в которой дисперсии скоростей c_r , c_φ , c_z являются функциями координаты r . Если бесстолкновительный звездный диск достаточно холодный, т.е. $c_r \ll V$, то имеем следующую теоретическую связь между дисперсией радиальных скоростей и дисперсией азимутальных скоростей звезд:

$$\frac{c_r}{c_\varphi} = \frac{2\Omega(r)}{\varkappa(r)}, \quad (1.10)$$

которая определяется только кривой вращения $V(r) = r\Omega$.

В солнечной окрестности Галактики для наиболее старого звездного населения диска $(c_r, c_\varphi, c_z) = (38, 24, 20)$ км/с [507]²⁾. Имеем отношение величин $c_r : c_\varphi : c_z = 1 : 0,63 : 0,53$. Более ранние исследования Вилена [1301, 1302], Огородникова и Осипкова [188] приводили к более высоким значениям дисперсии скоростей: $(c_r, c_\varphi, c_z) = (48, 29, 25)$ км/с. Наблюдаемое соотношение между c_r и c_φ (см. также [89, 229]) близко к вытекающему из условия равновесия диска: $c_\varphi/c_r = \varkappa/2\Omega$ (см. гл. 2). Величина отношения c_z/c_r зависит от возраста звезд [229]. Для наиболее старых (возраст которых не меньше $9 \cdot 10^9$ лет) звезд диска Галактики $c_z/c_r \simeq 0,4$ [1301]. Наблюдательные данные по молодым звездам дают $c_z/c_r \simeq 0,7 \div 0,85$ [90–92]. Выделяют дополнительно толстый звездный диск, который характеризуется большими значениями дисперсии скоростей звезд.

Данные HIPPARCOS уверенно указывают на рост всех трех компонент дисперсии скоростей (c_r, c_φ, c_z) с увеличением показателя цвета $B - V$ [373, 507], что указы-

¹⁾ Бар — вытянутое овалоподобное образование в центре некоторых (SB) галактик (см. § 1.4).

²⁾ Согласно работе [1302], дисперсия скоростей звезд практически не зависит от их массы, но изменяется с их возрастом. Так, для звезд моложе $5 \cdot 10^7$ лет величина $c_r \simeq 8 \div 10$ км/с практически не отличается от дисперсии скоростей газовых облаков, а для звезд-карликов, возраст которых близок к возрасту Галактики ($\simeq 1 \cdot 10^{10}$ лет), $c_r \simeq 60 \div 70$ км/с. Зависимость дисперсии скоростей звезд от их возраста удовлетворительно аппроксимируется выражением $\hat{c} = (c_0^2 + D\tau)^{1/2}$, где $\hat{c} = (c_r^2 + c_\varphi^2 + c_z^2)^{1/2}$; $c_0 = 10$ км/с; τ — возраст звезды (в годах); $D = 6 \times 10^{-7}$ (км/с)²/год.

вает на эволюцию хаотической компоненты скоростей в звездном диске (рис. 1.11). Разогрев звездной компоненты наблюдается до значений $(B - V) \simeq 0,6$ (рис. 1.12). У звезд с большим значением $(B - V)$ (более старые) дальнейшего разогрева не наблюдается. Некоторое уменьшение дисперсии скоростей звезд для $(B - V) > 0,6$ связано с особенностями химического состава. Рисунок 1.13 демонстрирует эффект разогрева звездного диска Галактики со временем.

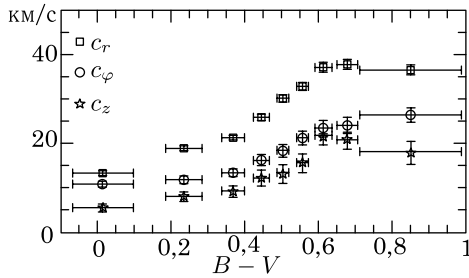


Рис. 1.11. Зависимость компонент дисперсий скоростей звезд в окрестности Солнца по данным HIPPARCOS от показателя цвета $B - V$, который в среднем выше у более старых звезд [507]

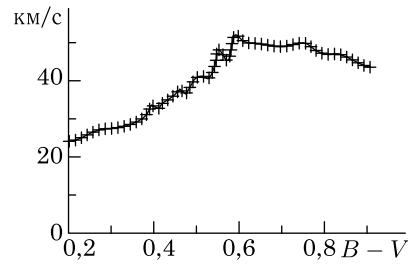


Рис. 1.12. Зависимость полной дисперсии скоростей звезд c в окрестности Солнца по данным HIPPARCOS от показателя цвета $B - V$ демонстрирует увеличение до $\simeq 50$ км/с после $B - V \gtrsim 0,6$ с последующей тенденцией к небольшому снижению [373]

Отношения c_z/c_r и c_ϕ/c_r характеризуют анизотропный характер дисперсии скоростей (температуры звездного диска) и являются важнейшими характеристиками при построении реалистичных моделей галактик (рис. 1.14). Величина c_z/c_r возрастает по мере эволюции звездного диска. Близость c_ϕ/c_r к единице у наиболее молодых объектов ($B - V \lesssim 0,1$) может указывать на начальные условия формирования звезд в газовых облаках, где анизотропия дисперсии скоростей незначительна. Менее чем за период обращения диска у молодых звезд отношение c_ϕ/c_r уменьшается из-за бесстолкновительности стремясь к значению, которое определяется (1.10).

Анизотропия функции распределения (1.9) подчеркивает бесстолкновительность звездных дисков галактик [266] и, следовательно, диктует способ описания их динамики с помощью бесстолкновительного кинетического уравнения.

Как отмечалось выше, скорость вращения вещества диска существенно превышает величины остаточных скоростей звезд, характеризующих дисперсиями c_r , c_ϕ , c_z (так, в окрестности Солнца $V_{\text{вр}} \simeq 200 \div 250$ км/с). Этот факт позволит нам в дальнейшем воспользоваться эциклическим приближением (главным порядком по малому параметру $\zeta = c_r/V_{\text{вр}}$).

За последние 10–15 лет удалось определить радиальные профили дисперсии скоростей звезд для значительного числа галактик (см. [77, 78, 1327] и ссылки там, проект SAURON [1021], см. гл. 4, 10). Наблюдаемая вдоль луча зрения дисперсия скоростей звезд c_{obs} в общем случае определяется всеми тремя величинами c_r , c_ϕ , c_z и геометрическими факторами (углом наклона галактики i). Только для галактики, видимой плашмя ($i = 0^\circ$), имеем $c_z = c_{\text{obs}}$. В общем случае выполняется:

$$c_{\text{obs}} = \sqrt{c_z^2 \cos^2(i) + c_\phi^2 \sin^2(i) \cos^2(\alpha) + c_r^2 \sin^2(i) \sin^2(\alpha)}, \quad (1.11)$$

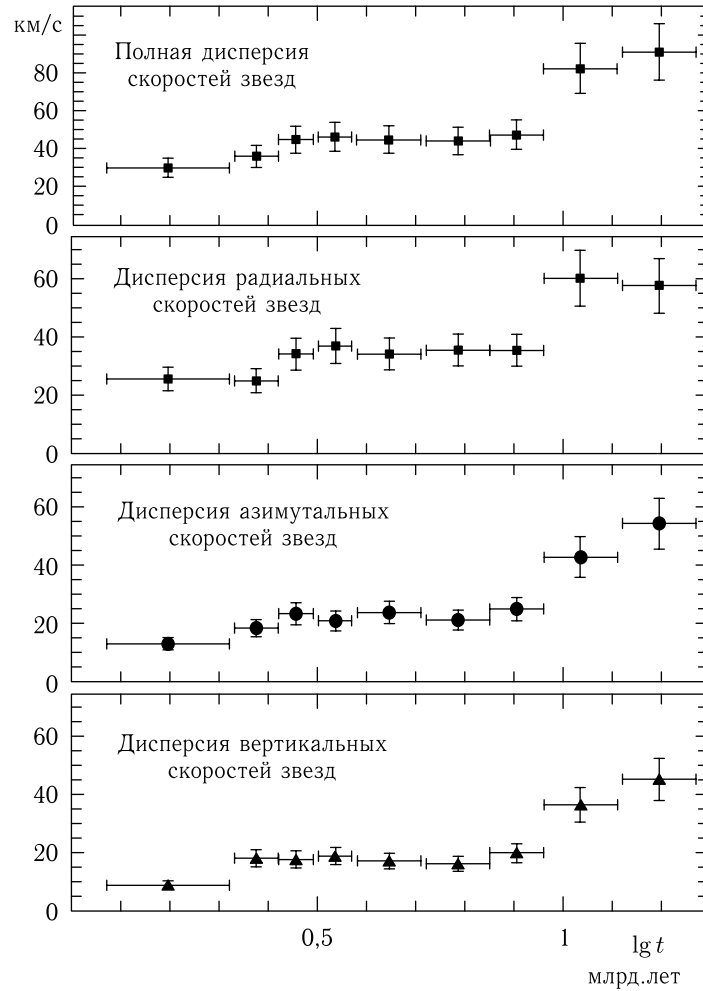


Рис. 1.13. Различные компоненты дисперсий скоростей звезд в солнечной окрестности нашей Галактики для разных возрастов звезд по данным HIPPARCOS [1048]. Разогрев диска (увеличение дисперсии скоростей) демонстрируют молодые звезды возрастом $\lesssim 3$ млрд лет. Дисперсия скоростей более старых объектов практически не меняется на протяжении $(3 \div 9) \cdot 10^9$ лет. Эти звезды образуют старый звездный диск и дают основной вклад в массу дисковой компоненты. Наиболее старые объекты возрастом более 10 млрд лет имеют дисперсии скоростей примерно в два раза больше, но они относятся к толстому звездному диску

где α — угол между направлением щели и большой осью, измеренной в проекции на плоскость галактики. В случае галактик, видимых под большим наклоном ($85^\circ \lesssim i \leq 90^\circ$), необходимо учитывать интегральный вклад в излучение на разных расстояниях вдоль луча зрения, и формула (1.11) неприменима (см. § 2.7).

В целом величина дисперсии c_r убывает с удалением от центра и практически всегда убывание дисперсии с ростом r оказывается более медленным, чем для поверхностной плотности звездного диска [137, 258, 413, 1021] (проект SAURON). С удалением от центра отношение $\zeta = c_r/V_{вр}$, как пра-

вило, уменьшается. Для спиральных галактик в области $r \gtrsim L_\sigma$ типичные значения параметра ζ составляют $0,1 \div 0,3$ [59, 77, 78, 409–411, 793, 794].

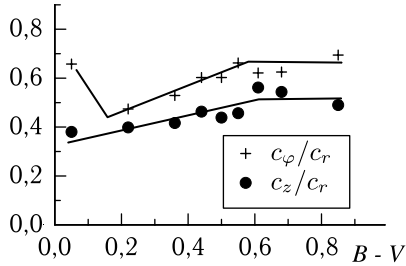


Рис. 1.14. Наблюдаемые значения c_ϕ/c_r (+), c_z/c_r (●) для звезд с различными показателями цвета $B - V$ [507]. Линии — аппроксимации данных

В заключение раздела упомянем о том, что удастся выделять слабые диски в экваториальной плоскости некоторых Е-галактик. Светимость таких дисков составляет несколько процентов от общей светимости, и они являются достаточно толстыми [453, 467, 1085, 1130, 1171].

1.2.5. Химический состав звездной составляющей (Д. З. Вибе, Б. М. Шустов). Элементный состав звездных населений Галактики является отражением ее химической и динамической эволюции. Догалактическое вещество состояло из водорода и гелия с небольшой примесью лития. Затем, в процессе звездной эволюции синтезировались более тяжелые элементы, которые выбрасывались проэволюционировавшими звездами в межзвездную среду и становились исходным материалом для формирования звезд следующих поколений.

Химический состав звезд и межзвездной среды принято характеризовать термином «металличность», под которым подразумевается общее содержание элементов тяжелее гелия, т. е. продуктов термоядерных и ядерных реакций, происходящих, главным образом, в звездах. Для определения химического состава звезд используются спектральные наблюдения. Поскольку с их помощью удастся определить содержание не всех элементов, в качестве численной характеристики металличности часто используют содержание отдельно железа, кислорода и пр. Количественно металличность выражается величиной

$$[M/H] = \lg(N_M/N_H) - \lg(N_M/N_H)_\odot, \quad (1.12)$$

где N_M — количество атомов элемента M , а N_H — количество атомов водорода. Индексом \odot , как обычно, обозначены соответствующие характеристики Солнца. При этом нужно, конечно, учитывать, что методами спектроскопии определяется химический состав звездной атмосферы, который может не соответствовать химическому составу звезды в целом.

В ходе эволюции Галактики тяжелые элементы должны постепенно накапливаться в ней, поэтому одним из важных направлений изучения химической эволюции Млечного Пути является поиск соотношения «возраст–металличность» для объектов Галактики. Наблюдения указывают, что гладкой зависимости химического состава от времени в Галактике нет. Скорее, можно говорить о различии средних металличностей для трех кинематически различных галактических населений — тонкого диска, толстого диска и гало [714]. Средняя металличность звезд гало и шаровых звездных скоплений (ШЗС) составляет примерно $-1,5$ (в единицах $[Fe/H]$). Иными словами, в звездах гало в среднем содержится в 30 раз меньше тяжелых элементов, чем на Солнце. Звезды тонкого диска (в солнечной окрестности) имеют среднюю металличность порядка $-0,2$, т. е. металличность Солнца несколько превышает локальный средний уровень. Наконец, металличность толстого диска составляет примерно $-0,6$.

Поскольку из перечисленных компонентов Галактики гало является наиболее старым, а тонкий диск — наиболее молодым, можно сказать, что в целом по Галактике зависимость металличности от возраста действительно наблюдается. Однако

в каждой из этих подсистем наличие «внутреннего» соотношения возраста и металличности вызывает сомнения. Впрочем, население шаровых скоплений распадается на две подсистемы [406]: старые скопления с возрастом порядка возраста Галактики (точнее, возраст Галактики и есть возраст этих шаровых скоплений!) и низкой металличностью, достигающей -3 , и более молодые (примерно на 3 млрд. лет) и металличные скопления, возможно, относящиеся к толстому диску. Формирование основной массы старых скоплений происходило, вероятно, в ходе единого эпизода звездообразования [1066], так что предпосылок для возникновения связи между возрастом и металличностью просто не было. Химический состав звезд поля может иметь более сложное распределение, связанное с историей поглощения Млечным Путем галактик-спутников (см., например, [451]), однако и в этом случае разброс металличностей связан не с возрастом, а с различными свойствами поглощаемых звездных систем. Интересно отметить, что зависимость металличности от возраста может наблюдаться *внутри* наиболее массивных шаровых скоплений [1204].

В толстом и тонком дисках зависимость «возраст–металличность» теоретически может существовать, однако однозначных наблюдательных свидетельств в пользу ее реальности пока нет (ср. [452] и [686]). В целом, можно утверждать, что некоторое падение металличности с возрастом, по-видимому, есть, однако величина его незначительна и сопровождается заметным разбросом по металличности для звезд определенного возраста. Более сильная зависимость металличности от возраста, отмечаемая в некоторых исследованиях, может быть в значительной степени обусловлена эффектами селекции [686] (рис. 1.15).

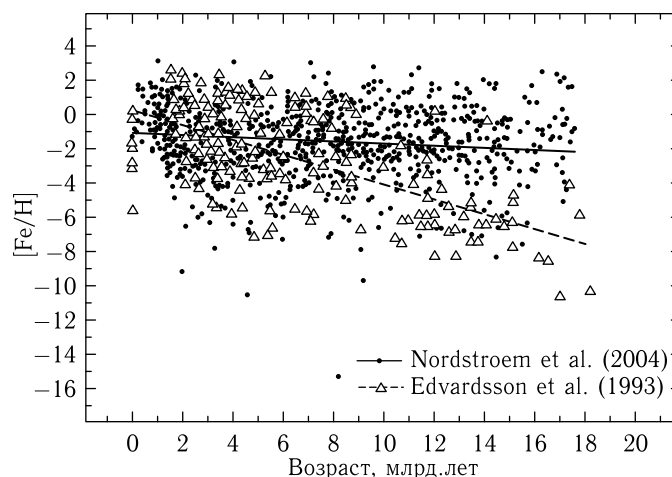


Рис. 1.15. Соотношение «возраст–металличность» по данным из двух различных каталогов. Треугольники — каталог Эдвардссона и др. [524], точки — каталог Нордстрем и др. [976]. Прямыми линиями показаны результаты линейной регрессии по каждому из каталогов

Несколько выбивается из общей тенденции еще один важный компонент Галактики со специфическим химическим составом — балдж. При возрасте, вероятно, близком к возрасту толстого диска, некоторые звезды балджа обладают металличностью, в три раза превышающей солнечную [1313].

Помимо разницы между металличностью подсистем различного возраста, химический состав Галактики обладает еще одной важной особенностью — радиальным отрицательным градиентом содержания различных элементов. В гало градиент, определяемый по металличности шаровых скоплений, не особенно выражен и может

быть связан с разделением ШЗС на скопления гало и толстого диска [1013]. Однако в тонком (и толстом) диске реальность градиента сомнений не вызывает, несмотря на наличие многих открытых вопросов.

В диске нашей Галактики градиент наблюдается практически для всех наиболее распространенных элементов (C, N, O, Ne, S, Fe, Ar, Al). Его величина для объектов с возрастом от 10 до 10^4 млн лет (рассеянных скоплений, областей НП, планетарных туманностей, В-звезд) в пределах галактоцентрических расстояний $R \sim 5\text{--}15$ кпк приблизительно одна и та же, а именно $-0,05 \div -0,08$ dex/кпк [1097]. Впрочем, неопределенность даже для одного элемента и одного типа объектов весьма велика. Например, оценки градиента содержания кислорода в областях НП варьируются от $-0,13$ [1020] до $-0,04$ [504]. По данным [750] в В-звездах относительное содержание кислорода в этом же диапазоне галактоцентрических расстояний практически не меняется (градиент равен 0).

Тем не менее, можно считать установленным, что содержание большинства тяжелых элементов в центральной области Галактики в 2–5 раз превышает их содержание на ее периферии [302]. Близость градиентов, определенных по молодым и старым объектам, указывает на то, что существенной зависимости градиента от возраста нет, по крайней мере, на протяжении большей части жизни Галактики. Возможно также наличие вертикального градиента металличности [1193], однако он может отчасти быть отражением упомянутого различия химического состава подсистем Галактики с различными шкалами высот. Наконец, еще одна важная особенность химического состава Галактики — отличие относительных содержаний элементов между гало, толстым и тонким диском (рис. 1.16).

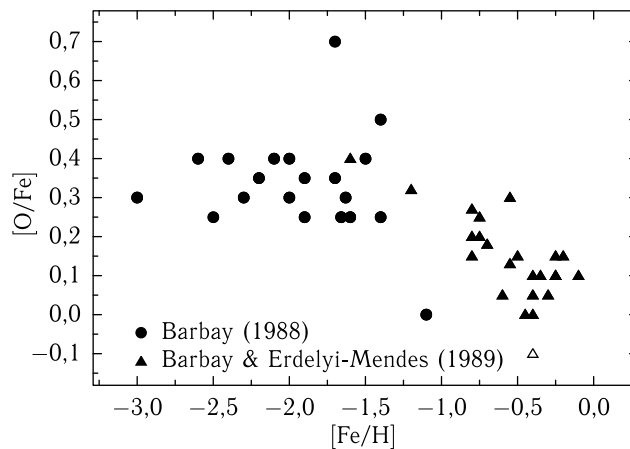


Рис. 1.16. Зависимость относительного содержания кислорода к содержанию железа в звездах гало и диска по данным [333] и [334]

Наиболее заметное среди этих отличий состоит в относительном переизбытке в звездах гало и балджа так называемых α -элементов, характеризуемое их относительным содержанием по отношению к железу, т. е. величиной

$$[\alpha/\text{Fe}] = \lg(N_\alpha/N_{\text{Fe}}) - \lg(N_\alpha/N_{\text{Fe}})_\odot. \quad (1.13)$$

Под α -элементами понимаются элементы, в ядрах которых содержится равное четное количество протонов и нейтронов (то есть, целое количество α -частиц). Именно эти элементы являются основными продуктами звездного термоядерного синтеза. В старых звездах их относительное содержание примерно в 3 раза превышает сол-

нечное [1295]. Имеются также различия в относительных содержаниях различных элементов между звездами тонкого и толстого дисков [133, 361].

В последние годы большое внимание привлекают так называемые звезды чрезвычайно низкой металличности ($[\text{Fe}/\text{H}] < -3$), которые должны быть самыми старыми объектами в Галактике. Для них характерны как необычные значения относительного содержания большинства элементов, так и большой разброс этих содержаний. Предполагается, что в данном случае мы имеем дело с объектами, которые в силу недостаточного перемешивания на ранней стадии эволюции Галактики обогащались продуктами взрыва единственной сверхновой [898].

1.3. Газовые компоненты дисковых галактик

1.3.1. Распределение поверхностной плотности газа. Газ в плоских галактиках наблюдается в основном в виде тонкого диска, плоскость симметрии которого совпадает с плоскостью симметрии звездного диска ¹⁾. Основными по массе компонентами газового диска являются атомарный и молекулярный водород, а также гелий. До недавнего времени в связи с трудностями оценки массы диска общая доля газа в галактиках систематически занижалась. Так, в 60-х годах считалось, что вклад газа в поверхностную плотность диска Галактики не превышает $2 \div 5\%$, но затем эта оценка (с учетом H_2 , гелия и уменьшения оценки плотности звезд) возросла до $10 \div 15\%$ [1112]. Относительная доля газа увеличивается при переходе от галактик ранних морфологических типов (S0, Sa) к объектам поздних типов (Sd).

Усредненное в азимутальном направлении распределение поверхностной плотности газа в дисках $\sigma_{\text{gas}}(r)$ обычно заметно отличается от распределения поверхностной плотности звездных дисков, особенно сильно в центральных областях галактик (см. обзоры [58, 61] и цитированные в них работы). На рис. 1.17 приведены типичные распределения яркости газовой и звездной компонент. В отличие от звезд профиль для газа практически всегда немонотонный. Часто наблюдается ситуация, когда имеется один ярко выраженный максимум на некотором расстоянии от центра. Встречается и более сложный характер, как у UGC 6787. Но центральное уменьшение плотности газовой компоненты представляется распространенным явлением (см. области $r \lesssim 2$ кпк на рис. 1.17), особенно в галактиках с ярким балджем.

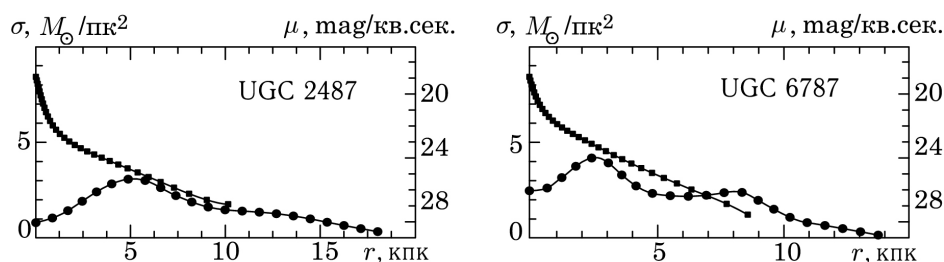


Рис. 1.17. Радиальные профили звездной и газовой компонент для галактик UGC 2487 и UGC 6787 [975]: μ (■) — поверхностная яркость в полосе В, σ (●) — поверхностная плотность газа

¹⁾ На периферии плоских галактик за пределами их спирального узора слой газа часто искривляется, отклоняясь от плоскости симметрии звездного диска на расстояние до нескольких килопарсек.

Опишем подробнее в качестве примера характер распределения $\sigma_{\text{gas}}(r)$ в Галактике [1109, 1111, 1112]. В центральной части диска Галактики ($r \lesssim 1$ кпк) поверхностная плотность газового диска (состоящего из молекулярного водорода) достигает нескольких сотен $M_{\odot}/\text{пк}^2$ и резко убывает к области $r \simeq 2 \div 4$ кпк, где $\sigma_g \simeq 5 \div 8 M_{\odot}/\text{пк}^2$ (рис. 1.18). Затем следует широкое и довольно плотное ($\sigma_{\text{gas}} \simeq 20 \div 30 M_{\odot}/\text{пк}^2$) молекулярное кольцо в области $r \simeq 5 \div 8$ кпк, за пределами которого (фактически начиная с $r \simeq 6$ кпк) $\sigma_{\text{gas}} \propto \exp(-r/L_g)$, где $L_g \simeq 4$ кпк ($\simeq L_{\sigma}$). В области $12 \text{ кпк} \lesssim r \lesssim 15 \text{ кпк}$ величина $\sigma_{\text{gas}}(r)$ остается практически постоянной ($\simeq 5 \div 6 M_{\odot}/\text{пк}^2$). Качественно аналогичный характер распределения $\sigma_{\text{gas}}(r)$ имеет место в М 81 [1086]. Заметим, что аналогичные молекулярные кольца наблюдаются в других спиральных галактиках на расстоянии $3 \div 8$ кпк от центра [499, 532].

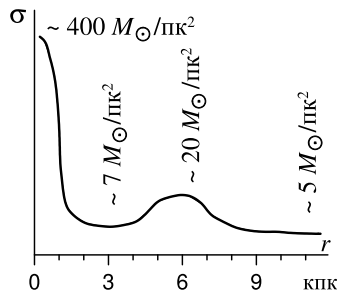


Рис. 1.18. Схематический радиальный профиль поверхностной плотности газового диска нашей Галактики (M_{\odot} — масса Солнца)

Гигантские молекулярные облака. Важно отметить также тот факт, что существенная доля массы газового диска Галактики (по разным оценкам, $20 \div 90\%$) содержится в облаках [1188]. Массы отдельных облаков могут достигать величины порядка $(2 \div 5) \cdot 10^6 M_{\odot}$, а их диаметры — до $80 \div 100$ пк. Концентрация молекулярного водорода составляет $n \simeq 10^3 \text{ см}^{-3}$, а температура газа всего $T \sim 10 \div 100 \text{ К}$. Средние значения диаметра и массы составляют соответственно $d \simeq 30 \div 40$ пк и $M \simeq 5 \cdot 10^5 M_{\odot}$, а их общее количество в Галактике оценивается в 4000. Такие объекты называют гигантскими молекулярными облаками (ГМО). Нет оснований считать, что наша Галактика в этом отношении является уникальной; например, в М 31 обнаружено ГМО размером 160 пк и массой $1,3 \times 10^6 M_{\odot}$ [457].

Общая масса ГМО в кольце $2 < r < 10$ кпк составляет по данным [1187] (ссылки там на другие работы) $(0,7 \div 3,9) \cdot 10^9 M_{\odot}$. Гигантские молекулярные облака преимущественно концентрируются внутри кольца $4 \text{ кпк} \lesssim r \lesssim 8 \text{ кпк}$. Однако вопрос о полном количестве молекулярного газа в Галактике до конца не решен, так как имеется ряд трудностей в интерпретации наблюдений. Поскольку облака холодные ($10 \div 100 \text{ К}$), молекулы водорода не могут быть обнаружены непосредственно. Переходы между соседними вращательными уровнями энергии у молекулы водорода запрещены, а чтобы молекула получила энергию, соответствующую разности между двумя вращательными уровнями, газ является недостаточно горячим. Поэтому основным источником информации являются молекулы окисла углерода, для которых переход между соседними вращательными уровнями разрешен ($\lambda_{\text{CO}} = 1,3; 2,6 \text{ мм}$).

По-видимому, можно считать, что отношение массы газа в Галактике к массе звездного диска составляет $\sim 10 - 15\%$. Обращаясь к наблюдениям других плоских галактик, можно сказать, что встречаются достаточно разнообразные ситуации: по данным [1023] масса нейтрального водорода составляет около 20% массы NGC 289 и всего 2% массы NGC 7496. Есть основания полагать, что в некоторых галактиках поздних типов (NGC 7793, 6946, 5457, 2403) доля газа может достигать $\sim 30\%$ от массы диска [317].

Во внешней области Галактики встречаются облака, не уступающие по размеру и массе облакам во внутренней части Галактики. Полная масса молекулярного газа при $r > 11$ кпк оценивается в $(1 \div 7) \cdot 10^8 M_{\odot}$ [514]. ГМО выделяют в ближайших галактиках: М 31, М 33, М 64, М 81, М 83, NGC 1569, Магеллановых облаках и др.

1.3.2. Многокомпонентность газовой среды. Помимо ГМО, газ образует небольшие молекулярные облака ($d \sim 10$ пк), диффузные облака нейтрального водорода HI ($n \simeq 40 \text{ см}^{-3}$, $T \simeq 50 \div 100 \text{ К}$), межоблачный газ HI ($T \simeq (7 \div 9) \cdot 10^3 \text{ К}$), области ионизованного водорода (зоны HII) и области разреженного горячего газа (корональный газ, $T \sim 10^6 \text{ К}$).

Поскольку большая часть массы газа заключена в облаках, естественно рассматривать их как своеобразные макромолекулы и определить эффективную «температуру» газового диска через дисперсию скоростей газовых облаков. Последняя по данным наблюдений в Галактике составляет $5 \div 7 \text{ км/с}$ [321, 600, 1112, 1205]. Этот результат характеризует одномерную дисперсию скоростей $c_g^{(1)}$. В то же время общее распределение газовых облаков по скоростям оказывается практически изотропным — соответственно трехмерная дисперсия скоростей $c_g^{(3)} \simeq 9 \div 12 \text{ км/с}$. Последнее обстоятельство говорит о столкновительности газового диска, состоящего из «макромолекул» — газовых облаков, и, следовательно, о необходимости описания его динамики системой газодинамических уравнений. Следует указать на столкновительный характер движения атомов межзвездного газа, даже если он не входит в газовые облака: при средней концентрации частиц порядка $0,1 - 1 \text{ см}^{-3}$ длина свободного пробега заметно меньше 1 пк.

Для скорости звука следует принимать $c_s = c_g^{(1)}$ для показателя адиабаты $\gamma = 1$.

Важно отметить еще два аспекта обсуждаемого вопроса. Во-первых, дисперсия скоростей газовых облаков, в отличие от величины σ_g , как правило, очень слабо зависит от радиальной координаты, оставаясь близкой к постоянной величине на большей части диска, за исключением областей интенсивного звездообразования. Так, например, в Галактике, по данным Бартона [432], характерный пространственный масштаб убывания величины $c_g^{(1)}$ к периферии диска при аппроксимации экспоненциальным законом $c_g^{(1)} \propto \exp(-r/L_{cg})$ составляет $L_{cg} \simeq 16 \div 17 \text{ кпк}$ (ср. с $L_g \simeq 4 \text{ кпк}$ [1109]). Во-вторых, величина дисперсии скоростей газовых облаков слабо зависит от типа и массы галактики (см., например, данные Унвина по M31 [1244]) и обсуждение этого вопроса ван дер Круитом [799]), и для оценок можно, по-видимому, полагать, что в плоских галактиках $c_g^{(3)} \simeq 8 \div 12 \text{ км/с}$.

В окрестности $r \simeq 0,4 \text{ кпк}$ в Галактике имеется область резкого изменения величины $c_g^{(3)}$ от $\simeq 20 \text{ км/с}$ до 8 км/с на участке протяженностью $\simeq 0,3 \text{ кпк}$. Эта особенность совпадает с областью, где имеется понижение плотности газа и где $V_{вр}$ достигает внутреннего максимума, хотя область значительного изменения скорости существенно шире $r = 0,2 \div 1,2 \text{ кпк}$ (см. ссылки в [566], гл. 9).

Определяющим процессом для эволюции диска является звездообразование. Звезды рождаются из молекулярного газа, поэтому важным является вопрос, при каких условиях атомарный газ переходит в молекулярную фазу. Наблюдения показывают, что доля молекулярного газа возрастает к центру галактик. Это обусловлено действием различных факторов, но в первую очередь зависит от давления газа и его химического состава. Действительно, как показали расчеты, давление газа в плоскости галактического диска ($\lg(P/k) \sim 3 - 5 \text{ см}^{-3} \cdot \text{К}$) хорошо коррелирует с долей газа в молекулярной фазе, за исключением областей внутри массивных балджей, где, по-видимому, необходим учет давления горячего газа, заполняющего балдж, на газ в диске [93].

1.3.3. Вертикальная структура газовых дисков. Как правило, распределение объемной плотности газа (молекул — облаков) поперек плоскости диска удовлетворительно описывается гауссовым законом [492, 1079, 1112]:

$$\rho_g(z) \propto \exp \left\{ - [z/(1,2 h_g)]^2 \right\}, \quad (1.14)$$

где h_g — характерная полутолщина газового диска ($\rho_g(h_g)/\rho_g(0) = 1/2$). Однако, каждая газовая компонента характеризуется своим вертикальным распределением. В солнечной окрестности Галактики можно принять для различных компонент [492]:

$$\rho_g(z) = \rho_c \cdot \begin{cases} \exp[-(z/h_g^{(\text{mol})})^2] & \text{для молекулярного водорода,} \\ & h_g^{(\text{mol})} = 81 \text{ пк,} \\ 0,7 \cdot \exp[-(z/h_g^{(\text{HI})})^2] & \text{для холодной HI-компоненты,} \\ & h_g^{(\text{HI})} = 127 \text{ пк,} \\ 0,18 \cdot \exp[-(z/h_g^{(\text{HIIa})})^2] & \text{для теплой HIIa-компоненты,} \\ & h_g^{(\text{HIIa})} = 318 \text{ пк,} \\ 0,11 \cdot \exp[-|z|/h_g^{(\text{HIIb})}] & \text{для теплой HIIb-компоненты,} \\ & h_g^{(\text{HIIb})} = 403 \text{ пк,} \\ 0,015 \cdot \exp[-|z|/h_g^{(\text{HII})}] & \text{для областей HII,} \\ & h_g^{(\text{HII})} = 70 \text{ пк,} \\ 0,025 \cdot \exp[-|z|/h_g^{(\text{dHII})}] & \text{для диффузионной HII-компоненты,} \\ & h_g^{(\text{dHII})} = 1000 \text{ пк,} \end{cases} \quad (1.15)$$

где $\rho_c = 0,57$ атома водорода/см³.

В связи с тем, что дисперсия скоростей газовых облаков много меньше дисперсии скоростей звезд поперек плоскости диска ¹⁾ (например, $(c_g^{(1)}/c_z)_\odot \simeq 0,2 \div 0,3$), толщина газового диска тоже оказывается малой по сравнению с толщиной звездного диска. Так, в Галактике величина h_g составляет $40 \div 100$ пк в довольно обширной области диска $3 \text{ кпк} \lesssim r \lesssim 10 \text{ кпк}$. В то же время на периферии S-галактик ($r \gtrsim 3 \div 5 L_\sigma$), где плотность звездного диска $\sigma_* \sim \sigma_g$, толщина газового диска может стать довольно значительной ($h_g \sim \Delta_*$).

1.3.4. Кинематика газа. Общая форма кривой вращения газовой компоненты близка к звездной (см. п. 1.2.3). Отметим несколько характерных отличий.

- ▷ Газ вращается в целом быстрее, чем звездный диск обычно на 5–15%. Обратная ситуация встречается редко. Отметим также редкий случай, когда звездная и газовая компоненты вращаются в противоположных направлениях.
- ▷ Имеется увеличение среднего значения $(V_{\text{gas}} - V_*)/V_{\text{gas}}$ при переходе от галактик поздних морфологических типов к более ранним.
- ▷ Кривая вращения газового диска обнаруживает больше мелкомасштабных неоднородностей, чем звездного.
- ▷ На кривую вращения по газу в большей степени оказывают влияние некруговые движения, связанные, в частности, с наличием спиральной структуры. В результате, кривая вращения в области плато часто имеет «волновой» характер (рис. 1.19).
- ▷ Кривые вращения для газовой компоненты часто удается проследить далеко за пределами звездного диска.
- ▷ Распределение скорости звука c_s в газовом диске меняется с радиусом слабее, чем дисперсия скоростей звезд $c_r(r)$ в звездном диске. Часто для молекулярного газа можно принять $c_s \simeq \text{const} \sim 10 \text{ км/с}$.

¹⁾ За исключением далеких периферийных областей.

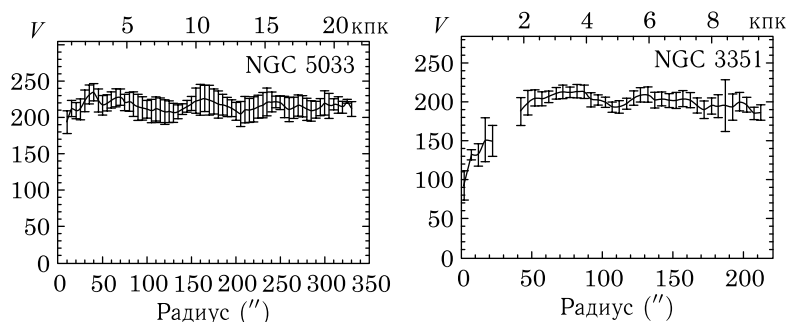


Рис. 1.19. Примеры кривых вращения, демонстрирующие «волновой характер» кривой вращения, обусловленный, по-видимому, некруговыми движениями в диске [513]

Из-за столкновительности дисперсия скоростей газовых облаков (скорость звука) c_s является изотропной в противоположность звездной компоненте (см. п. 1.2.4). Разные компоненты газа (холодные и горячие) существенно различаются по значениям c_s и характеру распределения в диске. Заметим, что гигантские молекулярные облака являются бесстолкновительными также, как и звезды [585].

1.3.5. Пылевая компонента. Пыль составляет небольшую долю полной массы межзвездной среды, и ее можно рассматривать как бесстолкновительный ансамбль частиц. В результате пыль непосредственно не оказывает заметного влияния на крупномасштабную динамику. Однако фотометрические параметры существенно зависят от содержания и характера распределения пылевой компоненты. Наиболее ярко это проявляется для галактик видимых с ребра, где излучение от звезд из полосы вблизи плоскости $z = 0$ практически до нас не доходит (рис. 1.20).

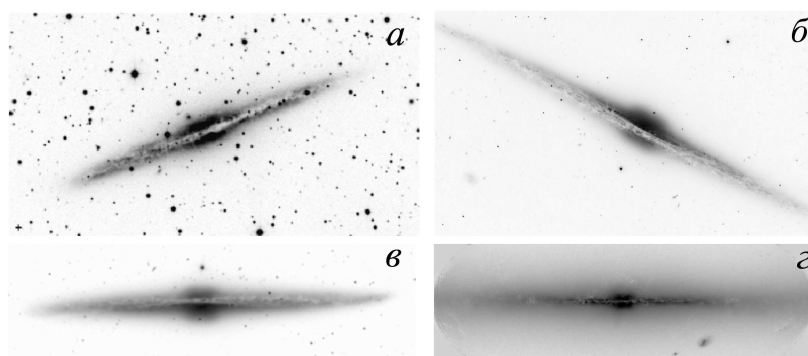


Рис. 1.20. Изображения спиральных галактик, диск которых виден с ребра, демонстрируют наличие тонкой газо-пылевой полосы, обусловленной поглощением пылью в оптическом диапазоне: NGC 891 [1063] (а), NGC 4594 (SHT) (б), NGC 4565 [1312] (в), наша Галактика (MW) по данным 2MASS (г)

Характер распределения пыли в диске сложный, и в малых масштабах более неоднородный, чем у газа, что связано с происхождением пыли: в медленно истекающих атмосферах красных карликов; в результате взрывных процессов на звездах и выбросов газа из ядер галактик; в планетарных и протозвездных туманностях, звездных атмосферах. Пыль ослабляет излучение от звезд, рассеивая и поглощая его. В оптическом диапазоне длин волн величина ослабления обратно пропорциональна длине волны, что приводит к покраснению цвета звезд. Пыль является мощным

охлаждающим агентом для межзвездной среды. Поскольку энергия поглощенного фотона переходит в хаотическое движение атомов пылинки, то излучение частиц происходит в инфракрасном диапазоне 50–200 мкм в виде непрерывного спектра. Вклад пыли в ИК-диапазоне может составлять 10–40% от полной светимости звезд в спиральных галактиках.

Важнейшим проявлением пылевой компоненты являются пылевые прожилки, тянущиеся вдоль спиральных рукавов и внутри центральных звездных перемычек. Отметим глобальное распределение пыли на примере NGC 891 [1314], для которой радиальная шкала пылевой компоненты 8,1 кпк (для звезд 5,7 кпк), вертикальная шкала 0,26 кпк (для звезд 0,39 кпк).

На вертикальное распределение пыли сильно влияют динамические процессы в газовой компоненте, процессы звездообразования и эволюции звезд на заключительной фазе, когда происходит обогащение межзвездной среды тяжелыми элементами. Поглощение вдоль луча зрения (по координате s) определяется выражением:

$$I \propto \int \rho_*(s) \exp\{-\tau(s)\} ds, \quad \tau \propto \int \rho_d(s') ds', \quad (1.16)$$

которое зависит от законов распределения плотности звезд $\rho_*(r, \varphi, z)$ и пыли $\rho_d(r, \varphi, z)$ в пространстве. Следует отметить, что для объяснения реального распределения пыли важными оказываются спиральные волны и бар, нарушающие осевую симметрию, и изгибы дисков (warps) — в результате отсутствует симметрия относительно плоскости $z = 0$. Эти эффекты играют наиболее существенную роль для галактик с углом наклона $i \gtrsim 80^\circ$.

Из наблюдений известно, что поглощение наиболее велико в области спиральных ветвей и кольцевых структур, причем здесь оно очень слабо зависит от расстояния до центра [753, 1296] (рис. 1.21). Между спиральными ветвями поглощение меньше, и функция $I(r)$ убывает с ростом r .

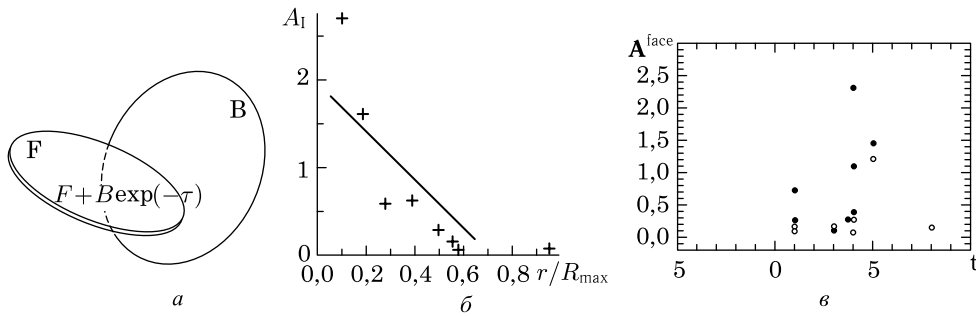


Рис. 1.21. *a* — если галактики не взаимодействуют, но их диски частично перекрываются, то такие системы позволяют наиболее прямой метод изучения внутреннего поглощения в дисках [1296]. *б* — величина поглощения в звездных величинах в полосе I в дисках Sa–Sbc галактик на разных расстояниях от центра [215, 753]. *в* — поглощение в зв. вел. для галактик разных морфологических типов после приведения к положению «плашмя» (● — области спиральных рукавов, ○ — области между спиралями) [516]

В работе [1246] на основе анализа данных о поверхностной яркости для 16 тыс. галактик был сделан вывод о большой оптической толщине внутренних областей спиральных галактик. Этот вопрос исследовался в целом ряде работ, и, следует считать, что S-галактики не являются оптически тонкими [439, 501, 1063, 1315]. В центре поглощение максимально (τ составляет несколько единиц), но оно достаточно быстро уменьшается с удалением от центра галактики, меняясь примерно

пропорционально количеству газа HI на луче зрения. Внешние области галактик практически прозрачны. Величина поглощения и оптическая толщина τ в существенной мере зависят от вертикальных и радиальных распределений пыли и звезд в диске и балдже, характера рассеяния излучения звезд на пыли, геометрических параметров галактики.

1.4. Крупномасштабные структуры в S-галактиках

1.4.1. Спиральный галактический узор. Уже по классификации Хаббла плоские галактики были разделены на подмножества (рис. 1.1): S0-галактики без каких-либо четко выраженных и контрастных структур и, как правило, практически без газа; S — собственно спиральные галактики и SB — спиральные галактики с перемычками, в которых два спиральных рукава отходят почти под прямым углом от вращающейся в центре галактики перемычки (бара).

Геометрия спиральных структур поражает своим многообразием. В обычных спиральных галактиках (типа S) чаще всего обнаруживают два глобальных спиральных рукава — как, например, у M 51, M 74, M 81, M 100, M 106, NGC 157, NGC 2997. Однако нередки и галактики с многочисленными спиральными сегментами (например, M 33, NGC 5055, NGC 7793 — см. в книге Воронцова-Вельяминова [37]), NGC 4414, многорукие спирали с различным числом рукавов в различных областях диска по радиусу (NGC 1232), галактики с ветвлением спиральных рукавов (NGC 151, 1288, 2997, 4725, 4736, 5033, 6946, 7412 и др.), с существованием плотного газового кольца, наложенного на спиральную структуру (NGC 1024, 2223, 3124, 3344, 7329 и др.), с наличием спиральной структуры в центральной области бара (NGC 1512) и т. д. У NGC 4622 наблюдается редкая двухъярусная структура, у которой закрутка внешних и внутренних ветвей не совпадает.

По внешнему виду наиболее естественно разделять галактические спиральные структуры на два основных типа. К первому следует относить симметричные относительно центра длинные рукава, образующие *глобальный* спиральный узор, простирающийся на несколько радиальных шкал диска¹⁾. Во вторую группу можно объединять *фрагментарные* спиральные структуры, представляющие собой клочковатые, геометрически неправильные волокнистые образования — короткие обрывки рукавов, которые не создают регулярного спирального узора. Их также называют флокулентными спиралями (*flocculent*). По данным наблюдений фрагментарных галактик существенно больше, чем галактик с регулярной структурой [52]. Хотя четкое разграничение между ними провести непросто и имеется непрерывный ряд от *grand design* до флокулентных и неправильных галактик, в которых трудно выделить сколько-нибудь протяженные сегменты спиралей. Более того, ветви *grand design* и флокулентные спирали вполне совместимы в одной и той же галактике.

Спиральные галактики вращаются дифференциально с угловой скоростью $\Omega(r) = V(r)/r$, поэтому любое гравитационно несвязанное структурное образование должно быстро размываться дифференциальным вращением галактики.

По современным представлениям в большинстве случаев механизмы образования глобального и фрагментарного спиральных узоров могут иметь разную природу. Первый обусловлен глобальной спиральной волной плотности, распространяющейся по галактическому диску. Во втором случае основной причиной является растягивание областей звездообразования за счет дифференциального галактического вращения в обрывки спиральных рукавов. Важным фактором представляется также возможное

¹⁾ Такой спиральный узор называют *grand design*.

распространение процесса звездообразования на соседние области. Флоккулентные спирали часто исчезают в ближнем ИК-диапазоне, следовательно возмущение плотности старого звездного диска не происходит.

Таким образом, спиральная структура галактик чрезвычайно разнообразна, и трудно ожидать наличия единого физического механизма образования спиралей. Отдельные спирали могут иметь волновую природу, часть обусловлена приливным взаимодействием. Регулярные галактики весьма сильно различаются своими характеристиками: присутствием газа, наличием спутников и/или бара, кривой вращения, активностью ядер и т. д. Даже у одной и той же галактики одновременно может действовать несколько факторов, приводящих к реально наблюдаемой спиральной структуре.

Почти у всех спиральных галактик спиральные ветви являются отстающими — они вращаются концами назад [192] (см. рис. 6.10). Возможно, лидирующие спиральные ветви могут возникать в тесных парах при движении спутника против собственного вращения галактики [1226], но такие спирали встречаются редко. Встречается различная геометрия спирального узора (например, логарифмические или архимедовы спирали [88, 498]).

Обсудим связь между *звездообразованием и спиральным узором*. В рукавах наблюдается повышенная концентрация молодых звезд, что подразумевает более высокий темп звездообразования (SFR), чем в остальном диске. Возникает вопрос об эффективности звездообразования ($SFE = SFR/M_{gas}$) в рукавах и вне их с учетом более высокого содержания газа в области спиралей. Наличие галактической ударной волны ($УВ$) в газе в рукавах повышенной звездно-газовой плотности может усиливать темп звездообразования, обеспечивая триггерный механизм формирования областей рождения звезд за счет сжатия газа на фронте $УВ$ в галактиках grand design. Вопрос об эффективности звездообразования осложняется рядом факторов: трудно непосредственно оценить темп и эффективность звездообразования; не решен вопрос о времени жизни спиралей — являются ли они квазистационарными структурами или короткоживущими транзитными образованиями; определение характерных времен различных этапов образования звезд также требует дополнительных исследований.

Данные наблюдений показывают, что области между рукавами дают значительный вклад в звездообразование, который в ряде случаев всего на 30% меньше, чем от спиральных рукавов даже в галактиках grand design. При этом, спирали содержат большую долю молекулярного газа по сравнению с областью между рукавами. Но эффективность звездообразования в рукавах не сильно превосходит SFE между спиралью ($\sim 10 - 20\%$). Однако такие исследования пока основаны на небольших выборках галактик.

Хорошо различим спиральный узор в галактиках, видимых практически «плашмя». С уменьшением угла наклона плоскости галактики к лучу зрения определение параметров спиральной структуры становится более трудной задачей. Особую сложность представляет выявление геометрических параметров *спирального узора Галактики*. Было общепринято считать, что она является спиральной галактикой без перемычки. С начала 90-х годов появились основания для сомнений в справедливости этой точки зрения. Анализ прежде всего кинематики газа в центральной области указывает на наличие бара в Галактике [396]. К настоящему времени имеются надежные фотометрические свидетельства о существовании бара.

На рис. 1.22 показана схема спиральной структуры нашей Галактики, уточненная по данным обзора на телескопе «Spitzer». Эти данные позволили отделить рукава волновой природы (где имеется концентрация плотности звезды) от неволновых рукавов. Вопрос о числе рукавов и их геометрии в нашей системе активно дискутируется. Во внутренней области Галактики ($r \lesssim 7$ кпк) имеем два протяженных рукава