

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 524.5-7; 52-17

Хоперсков Сергей Александрович

**ЭВОЛЮЦИЯ ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИК:
ИССЛЕДОВАНИЕ ИЕРАРХИИ СТРУКТУР**

01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф., чл. корр. РАН

Шустов Борис Михайлович

Москва – 2013

Содержание

Введение	5
Глава 1. Численные подходы к моделированию галактик	30
1.1. Газодинамические методы типа Годунова. TVD MUSCL схема.	31
1.2. N-body модели бесстолкновительных систем	39
1.3. Газодинамические расчеты с применением суперкомпьютеров .	44
1.4. Выводы по первой главе	50
Глава 2. Наблюдаемые проявления спиральной структуры в галактиках	52
2.1. Введение: особенности динамики газа в окрестности спиральных рукавов	52
2.2. Полигональные структуры (ПС)	56
2.2.1. Наблюдательные свидетельства ПС	56
2.2.2. Газодинамическая модель и критерий формирования ПС	61
2.2.3. Параметры ПС в численных моделях	71
2.3. Гигантские молекулярные облака (ГМО) в Галактике	73
2.3.1. Введение: характерные параметры ГМО в Галактике .	73
2.3.2. Модель газовой компоненты Галактики	76
2.3.3. Эволюция диска и физические свойства ГМО	81
2.3.4. Проблема «Молекулярного кольца»	89
2.4. Выводы ко второй главе	91
Глава 3. Развитие моделей формирования галактической спиральной структуры	94
3.1. Введение: представления о физике галактической спиральной структуры	94

3.1.1.	NGC 5247: данные наблюдений и модель	97
3.1.2.	NGC 5247: линейный анализ и гидродинамические рас- четы	103
3.1.3.	NGC 5247: бесстолкновительные модели	106
3.1.4.	Время существования спиралей: роль газовой компо- ненты в звездно-газовых дисках	110
3.2.	Генерация спиральных структур трехосным гало темной материи	115
3.2.1.	Введение: темное гало — компонент галактик	115
3.2.2.	Свидетельства несферичной формы гало ТМ	118
3.2.3.	Численные модели галактических дисков в поле гало ТМ	120
3.2.4.	Газовые диски в трехосном гало: результаты экспери- ментов	128
3.2.5.	Морфология спиральных волн в звездных дисках	135
3.2.6.	Звездные диски в поле трехосного гало: кинематика спиральных волн	139
3.2.7.	Взаимодействие звездного диска с динамическим тем- ным гало	142
3.3.	Выводы по третьей главе	147

Глава 4.	Взаимодействие барионов с каспом плотности темной материи	150
4.1.	Космологические модели формирования галактик: проблема центрального каспа	150
4.2.	Модель формирования и эволюции дисковой галактики с эпохи $z = 2$	156
4.3.	Размытие уплотнения темной материи в центре дисковой га- лактики: роль эволюции барионов	159
4.4.	Выводы по четвертой главе	164

Заключение	166
Литература	173
Приложение А. Тестирование газодинамической схемы	211
Приложение Б. Модель гравитационного поля Галактики . .	216
Приложение В. Скорости нагрева и охлаждения газа в МЗС	218
Приложение Г. Динамическое равновесие звездного диска . .	222

Введение

Во внегалактической астрофизике численное моделирование структуры и динамики галактик, а так же их групп и скоплений, является основным инструментом теоретических исследований. В космологии численные модели эволюции Вселенной в целом играют совершенно особую роль, выступая в качестве своеобразного эксперимента. Поскольку в основе современной космологии лежит положение о доминирующей роли темного, холодного вещества (CDM - модели), определяющего эволюцию ранней Вселенной на масштабах от 10^4 до 10^{15} масс Солнца, адекватное моделирование эволюции темного вещества — важнейшее условие качества модели. В наиболее современных вариантах таких моделей, учитывается также влияние темной энергии, на масштабах Вселенной как целого. В основе таких космологических моделей лежит решение задачи N гравитационно взаимодействующих тел с учетом разнообразной физики эволюционных процессов во Вселенной. Начав 30 — 40 лет назад с моделей со скромным числом $N \sim 100 - 1000$, исследователями в настоящее время создаются вычислительные консорциумы со специализированными суперкомпьютерами, например, «Virgo Consortium», «Grand Challenge Computational Cosmology Consortium» и др. Такие структуры объединяют ведущие научные центры и университеты, в том числе специализированные организации, такие как Institute for Computational Cosmology (ICC, Великобритания), Max Planck Institute for Astrophysics (MPIA, Garching, Германия), Heidelberg Institute for Theoretical Studies (HITS) и др. Число частиц в таких экспериментах достигает 10 миллиардов. Модели включают дополнительно основные физические процессы, протекающие в межзвездной и межгалактической среде и описываемые методами радиационной газодинамики. Большое развитие в последние годы получили различные космологические гидродинамические симуляции (проекты Millenium Simulation [1], Via Lactea [2],

Millennium-II Simulation [3], Bolshoi simulation [4]). Для реализации такого рода вычислительных программ часто используются суперкомпьютеры со специализированными процессорами, которые ориентированы на быстрое аппаратное вычисление гравитационной силы между двумя массами. Такие модели позволяют проследить эволюцию структуры темной материи от совсем молодой Вселенной возрастом 100 млн лет до наших дней на протяжении более 10 млрд лет (например, [1]). Подобные проекты вместе с современными наблюдательными обзорами 2dFGRS (2 degree Field Galaxy Redshift Survey) и SDSS (Sloan Digital Sky Survey) привели к пониманию как крупномасштабной структуры Вселенной, так и процессов образования и эволюции галактик в рамках иерархического сгущивания, а также преобладающей роли темного вещества на масштабах превышающих 1 – 10 кпк. Бурное развитие суперкомпьютерной технологии обеспечило не только глубокое понимание космологических процессов, но и позволило существенно продвинуться в изучение физики галактических структур и межзвездной среды. Так, например, гидродинамическое моделирование образования звездного кластера из молекулярного облака позволило в рамках численного эксперимента предсказать широкий спектр наблюдаемых параметров, таких как эффективность звездообразования, спектр масс звезд, свойства околовзвездных дисков и кратных систем [5]. Главной трудностью при решении таких задач является корректное описание физических процессов, происходящих на разных пространственно-временных масштабах, но при этом существенно влияющих на эволюцию системы в целом.

Хорошо известно, что основными состояниями видимого вещества во Вселенной являются газ и плазма — межзвездная и межгалактическая среда. Значения физических параметров, характеризующих свойства галактического газа, лежат в очень широких пределах, и не имеют аналогов при решении задач, возникающих в технике или «земной», физике. Межзвездная среда

является многофазной, при этом разные фазы имеют температуру от 3 до 10^6 К и огромные перепады плотности. Характерные скорости изменяются от нескольких до нескольких сотен километров в секунду, что дает числа Маха $\sim 10 \div 100$. Также характерна значительная иерархия пространственных и временных масштабов в МЗС, которые существенно определяют свойства галактической системы в целом. Например, газовый диск типичной галактики простирается до 20 – 40 кпк по радиусу. С другой стороны, мелкомасштабные структуры, формирующиеся в области спиральных галактических ударных волн по порядку величины $\lesssim 10$ пк, и для их исследования необходимо рассматривать масштабы до 1 пк. Характерные времена процессов, определяющих динамику газового диска в целом достигают 1 млрд. лет, а моделирование быстропротекающих тепловых явлений, нелинейных этапов развития физических неустойчивостей (гравитационных и сдвиговых) требует рассмотрения динамики на временах по крайней мере до 10^4 лет. При этом газ в галактиках сильно турбулизован и характеризуется крайней неоднородностью как в плоскости галактического диска, так и поперек. Подавляющая масса межзвездного газа находится в плотных холодных молекулярных облаках или в более теплых и разреженных облаках нейтрального водорода. Между этими состояниями постоянно происходит взаимодействие, сопровождающееся переходом газа из одной фазы в другую, под действием как внутренних процессов (тепловая, гравитационная неустойчивость) так и внешних факторов (звздообразование, взрывы сверхновых звезд и др.).

Наиболее впечатляющей морфологической особенностью галактик является их спиральная структура, поражающая разнообразием характеристик. Успехи в изучении механизмов образования и поддержания галактических спиральных узоров в существенной мере обусловлены прогрессом в численном моделировании, и особенно возможностями организации параллельных вычислений для моделирования звездно-газовых галактических подсистем,

находящихся в гравитационном потенциале массивного темного вещества, сконцентрированного в виде так называемого темного гало. Современные эволюционные трехмерные модели галактик включают газовую компоненту (молекулярный, атомарный и ионизованный водород и более тяжелые элементы, а также пыль), которая описывается уравнениями газодинамики с учетом различных тепловых процессов и химических превращений [6, 7]. Несмотря на отмеченный прогресс, окончательный консенсус в определении как доминирующего механизма формирования и поддержания спирального узора, так и в понимании эволюции, связанных с ним наблюдаемых структур, не достигнут.

До недавнего времени считалось, что формирование крупных дисковых галактик, подобных Млечному Пути, происходило в процессе слияния более мелких галактик и аккреции спутников, которые вносили массу и момент вращения в систему [8]. В последние годы все больше обсуждается влияние на образование галактик из газа, втекающего в галактику из космологических холодных газовых филоментов [9]. Ярким примером объектов, сохранивших часть таких потоков являются галактики с полярными кольцами. По всей видимости, массивные в основном газовые кольцевые структуры, вращающиеся в плоскости перпендикулярной плоскости вращения центральной галактики могут быть остатками космологических потоков газа, выпавших на галактику [10, 11]. В рамках такого сценария в том числе удастся объяснить наблюдаемую историю звездообразования, а также структурную и химическую неоднородность галактических дисков.

Особую роль в процессах образования и эволюции галактик играет темная материя. Общепринятым является представление о доминирующем влиянии темной материи на больших масштабах. Известно, однако, что на меньших масштабах, например, уже внутри галактических дисков темного вещества относительно немного. Исключения могут составлять карликовые [12] и галактики низкой поверхностной яркости [13], которые в результате динами-

ческих процессов потеряли часть видимого вещества. Для обычных дисковых галактик (типа Млечного Пути) отношение массы темного вещества к барионному лежит в пределах $0.5 - 4$. При этом, если плотность видимой материи в солнечной окрестности $0.1 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$, а темной около $0.01 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$, то уже в галактическом центре эти величины соответственно равны $18 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$ и $0.04 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$. В такой ситуации следует ожидать, что именно барионное вещество определяет свойства и изменения структур из темного вещества.

Данные наблюдений и многочисленные теоретические исследования дисковых галактик говорят о том, что перечисленные выше проблемы являются существенно взаимосвязанными. Например, холодные молекулярные облака рождаются в потенциальной яме спиральной структуры, существование которой длительное время может осуществляться благодаря наличию с одной стороны динамически холодного газового диска, с другой стороны — массивного темного гало. Теоретическое изучение такого рода взаимозависимостей требует применения робастных численных методов, учитывающих ключевые физические процессы в газодинамической среде.

В силу ограниченных пространственных масштабов задач, рассматриваемых в диссертации, не вводятся значения космологических постоянных Ω_{Λ} и $\Omega_M = \Omega_{CDM} + \Omega_b$, определяющих эволюция Вселенной в целом. В дальнейшем в тексте диссертации будут многократно упоминаться термины темная материя, темное гало. Под этими понятиями автор подразумевает как само темное вещество, состоящее, по всей видимости, из слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMPs) [14], так и скрытое барионное вещество — холодный газ, находящийся в большом количестве в межгалактической среде. Задача разделения этих физически различных компонент, но одинаково проявляющих себя посредством гравитационного взаимодействия, точнее обнаружения межгалактического газа в т.н. «тепло-горячей» фазе поставлена перед будущей космической миссией СПЕКТР-УФ [15].

Актуальность работы

Галактики представляют собой сложные, многокомпонентные системы, характеризующиеся разнообразием физических процессов, протекающих в них. На ранних этапах формирования структуры галактик происходит в основном под действием внешних факторов — в вирialized гало темной материи (ТМ) остывающая и накапливающая угловой момент скапливается первичный барионный газ, с началом звездообразования происходит формирование протогалактик и первых галактик. Наблюдения таких объектов на больших красных смещениях $z \sim 5 - 10$ стали блестящим подтверждением современных теоретических представлений, основанных в основном на Λ CDM модели (см., например, [16]). В более близкой Вселенной $z < 0.5$ взаимодействие с окружением проявляется в виде столкновений галактик сопоставимых размеров и выпадении карликовых галактик-спутников на более массивные галактики [17]. Во всех этих процессах важнейшая роль в управлении галактической эволюцией отводится темному веществу. Влияние эволюции темной материи на изменение структуры галактик проявляется, например, в регулировании толщины галактических дисков [18] и образовании различных морфологических особенностей в них — баров и/или спиралей [19, 20]. Существенными факторами секулярной эволюции галактических дисков являются формирование и разрушение бара и спиральной структуры [6], связанная с этим радиальная миграция звезд [21] и перераспределение химического состава межзвездной среды [22]. Различные коллективные процессы в галактических дисках в свою очередь влияют на строение галактик. Перераспределение газа и его концентрация в отдельных областях под действием как глобальной галактической динамики, так и неоднородностей магнитного поля, потока излучения и других факторов межзвездной среды, определяют эффективность звездообразования. При определенных условиях динамические процессы в дисковых компонентах способны влиять на структуру темной материи в пре-

делах оптического радиуса галактики [23].

Принципиальная невозможность проведения натурального эксперимента в физике галактик и наблюдений большинства астрофизических процессов в галактиках в реальном времени неизбежно приводит к повышению роли результатов численных экспериментов. Данные наблюдений, полученные в рамках многочисленных обзоров, таких как SDSS (Sloan Digital Sky Survey), GALEX (GALaxy Evolution EXplorer), 2MASS (2 Micron All Sky Survey), настолько обширны и детальны, что имеется определенное отставание в развитии численных моделей с точки зрения их разрешения и учета значительного числа сложных физических факторов, необходимых для адекватного описания свойств реальных объектов. Прогресс в теоретическом изучении наблюдаемых структур и эволюции галактик и других астрофизических систем немалой степени связан с развитием компьютерной техники и широким распространением суперкомпьютеров. Показательным является трехкратное относительное увеличение числа астрономических публикаций, основанных на численных газодинамических и N -body расчетах, в период с 1995 по 2012 год (данные SAO/NASA Astrophysics Data System). Благодаря ресурсам вычислительных кластеров не просто сокращается время решения конкретной динамической задачи, а становится возможным учет новых факторов и физических процессов.

Наличие темного вещества в галактиках и характер его пространственного распределения восстанавливаются по косвенным признакам. Самые различные кинематические и морфологические особенности видимого вещества позволяют получать определенные ограничения на те или иные параметры темного вещества в галактиках. Постоянство кривой вращения на больших расстояниях от центра галактики и устойчивость галактических дисков к гравитационным возмущениям позволяют оценивать массу гало темной материи [24]. Кинематика и морфология приливных галактических структур [25]

и полярных колец также дают ограничения на форму гало [26]. Несмотря на это однозначной картины, описывающей глобальные свойства ТМ внутри оптического радиуса спиральных галактик, еще нет. Ограниченность наших знаний о свойствах ТМ делает важной задачей является поиск новых проявлений темного вещества в галактиках через особенности в эволюции барионного вещества.

Спиральная структура является важным фактором, определяющим эволюцию галактик. Понимание природы этого феномена позволяет с одной стороны оценить вклад этих структур в наблюдаемую дисперсию скоростей звезд в современную эпоху [27]. С другой стороны дает возможность понять на какой эволюционной стадии находится сама галактика в целом [28]. Несмотря на более чем полувековую историю исследования феномена галактического спирального узора, до сих пор не предложено универсальной теории, объясняющей все основные наблюдаемые проявления этих образований. Проблема определения времени жизни спирального узора в галактиках является одной из ключевых [29]. Время существования спиралей очевидным образом оценивается в численных экспериментах, однако, прямое сравнение этого параметра с данными наблюдений не представляется возможным. Анализ косвенных наблюдаемых характеристик спирального узора, таких как угол закрутки, скорость вращения и амплитуда волны, тем не менее позволяет делать ограничения на теоретические модели. Наиболее перспективным подходом является воспроизведение структуры конкретных галактик, в том числе и нашей Галактики, в численных экспериментах, основанных на согласовании результатов моделирования с фотометрическими и кинематическими данными наблюдений.

В основе представлений о структуре нашей Галактики и ее спиральном узоре лежит анализ кинематики различных галактических компонент и определение расстояний между ними. Данные по кинематике ассоциаций молодых

ОВ-звезд позволяют определять пространственные масштабы в галактическом диске [30]. Одна из оценок расстояния от Солнца до центра Галактики, по собственным движениям цефеид равна 7.1 кпк [31], при этом разброс в определении этой величины другими методами лежит в диапазоне от 7 до 10 кпк. Измерения тригонометрических паралаксов галактических мазерных источников являются хорошими источниками данных при построении кривой вращения [32]. Морфология нашей Галактики неоднократно пересматривалась и по настоящее время является предметом дискуссий. Различные предположения о количестве спиральных рукавов и их геометрии [33], проблема наличия кольца в центре [34] и другие свойства Галактики нуждаются в наблюдательных подтверждениях. Стоит ожидать, что наши знания о пространственном распределении вещества и кинематике спирального узора нашей Галактики в ближайшее время будут расширены благодаря работе космического телескопа Gaia (ESO), запуск которого намечен на 2013 год.

Цель работы — детальное исследование взаимосвязанных процессов в дисках спиральных галактик на основе многомерных численных экспериментов с применением технологий параллельных вычислений. Достижение поставленной цели предусматривает решение следующих основных **задач**:

1. Разработка и реализация универсальных численных алгоритмов моделирования динамики газовых, звездных и звездно-газовых галактических структур с учетом физико-химических особенностей межзвездной среды.
2. Исследование газодинамических, гравитационных и тепловых неустойчивостей галактической ударной волны в спиральном галактическом потенциале.
3. Исследование и обоснование различных механизмов формирования га-

лактических спиральных структур.

4. Изучение эволюции дисковых галактик с учетом взаимодействия барионного вещества с эволюционирующей темной материей.

Научная новизна работы

Все результаты, выносимые на защиту являются новыми.

Созданы новые универсальные комплексы программ для построения динамических моделей газовых, звездных и звездно-газовых галактических дисков с учетом самогравитации газа, процессов радиационного нагрева и охлаждения, химической кинетики молекулярного водорода.

С использованием трехмерных газодинамических расчетах впервые был определен механизм, ответственный за образование полигональных структур (ПС) в галактиках. Впервые проведено статистическое сравнение параметров полигональных структур (ПС), полученных по результатам численного моделирования, с данными наблюдений для выборки из 200 галактик. Показано, что необходимым требованием для формирования ПС является медленное вращение галактического спирального узора.

Построена новая модель образования и динамики гигантских молекулярных облаков (ГМО) в нашей Галактике, позволившая провести сравнительный количественный анализ между результатами теоретических расчетов и наблюдаемыми свойствами облачной структуры. Получены доводы, указывающие на отсутствие так называемого «Молекулярного кольца» в диске нашей Галактики на расстоянии 3 – 5 кпк от центра.

Проведено обобщение теории формирования спиральной структуры, основанной на нелинейной стадии развития гравитационно неустойчивых глобальных мод в диске. Вместо политропных моделей газовых дисков рассмотрен неадиабатический газ, а также исследованы модели звездных дисков в

бесстолкновительном приближении (N -body) и самосогласованные звездно-газовые модели.

Впервые детально исследована динамика трехмерных газового и звездного дисков в гравитационном потенциале триаксиального темного гало. Спиральная структура в таких моделях существует на временах порядка возраста дисковых галактик и ее формирование не приводит к динамическому разогреву звездного диска. Впервые показан нестационарный характер вращения спиральной структуры в гравитационном поле неосесимметричного гало.

В рамках новой самосогласованной модели образования дисковой галактики в течении 10 млрд лет было показано влияние эволюции барионного вещества на форму гало темной материи, приводящее к сглаживанию профиля плотности гало в центральной области галактики.

Практическая и научная значимость работы

Научная ценность диссертации состоит в создании пакетов программ для моделирования многокомпонентной динамики спиральных галактик. Результаты, изложенные в диссертации, могут иметь применение для постановки наблюдательных задач по исследованию морфологии и кинематики галактик. В частности, сформулирована задача определения параметров неосесимметричного темного гало по вариациям угловой скорости вращения спирального узора на основе спектральных наблюдений.

Критерии формирования полигональных структур и их геометрические параметры позволят получить оценки кинематики спирального узора, а также лучше понять физику галактических ударных волн (ГУВ). Появляется дополнительная возможность получения новых ограничений на сценарии развития как газодинамических, так и гравитационных неустойчивостей в окрестности ГУВ.

Исследование пространственного распределения и кинематики ГМО в

моделях и наблюдениях позволит выявить ограничения на форму кривой вращения и крупномасштабную морфологию Галактики.

Разработанная методика для моделирования отдельных реальных галактик с заданными физическими параметрами, в рамках звездно-газовых моделей, позволяет дополнить список галактик с модальной природой галактической спиральной структуры.

Проблема центрального кэспа в космологических Λ CDM моделях по всей видимости связана с недостаточным пространственным разрешением и ограниченностью набора физических процессов в моделях. Проведенные расчеты позволяют объяснить сглаживание профиля плотности гало темной материи без привлечения экзотических сценариев (например, специфического спектра возмущений в ранней Вселенной, наличия смешанных ароматов у частиц темной материи и др.).

В разные годы работа поддерживалась грантами Российского фонда фундаментальных исследований (07-02-01204-а, 12-02-00685-а, 11-02-12247-офи-м-2011, 09-02-97021-р_поволжье_а, 10-02-00231), программами Отделения общей физики и астрономии РАН, фондом некоммерческих программ «Династия» и федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Универсальный комплекс программ для моделирования самосогласованной динамики бесстолкновительной системы N -тел, описывающей звездные подсистемы и темное вещество, и газодинамических процессов в галактиках и межзвездной среде с учетом самогравитации, внешних гравитационных полей, химической трансформации вещества, радиационных процессов нагрева и охлаждения газа, звездообразования

и взрывов сверхновых звезд.

2. Многомерные газодинамические расчеты формирования полигональных галактических структур, позволившие впервые доказать газодинамический механизм образования спрямленных участков спиральных галактических рукавов. Было показано, что длинноволновые возмущения фронта галактической ударной волны при развитии гофрировочной неустойчивости образуют полигональные структуры. Ключевым фактором, влияющим на спрямление фронта галактической ударной волны, является медленное вращения спирального узора.
3. Новая модель формирования облачной структуры Млечного Пути с учетом термодинамических свойств газа, химической кинетики молекулярного водорода, самогравитации и реалистичного галактического потенциала. В рамках динамической модели впервые дано объяснение наблюдаемым особенностям диаграммы «галактическая долгота — лучевая скорость» без учета кольцевой структуры на расстоянии 3–5 кпк от центра нашей Галактики.
4. Механизм формирования крупномасштабной спиральной структуры в галактике NGC 5247, основанный на развитии гравитационно неустойчивых глобальных мод в диске. Показана воспроизводимость в численных моделях наблюдаемого спирального узора в пределах неопределенности данных наблюдений о кривой вращения, радиальном профиле звездной плотности и дисперсии скоростей звезд. Расчеты в рамках самосогласованных звездно-газовых моделей позволяют сделать вывод о значительном увеличении времени жизни спирального узора с учетом холодной газовой компоненты.
5. Механизм генерации долгоживущей глобальной спиральной структуры

в звездно-газовых галактических дисках за счет взаимодействия с неосесимметричным темным гало. Вывод о нестационарном вращении спиральной волны плотности в поле неосесимметричного массивного гало.

6. Результаты расчетов разрушения центрального каспа плотности темной материи за счет динамического взаимодействия с барионной компонентой дисковой галактики в процессе ее формирования и эволюции.

Основные публикации по теме диссертации

Статьи в рецензируемых изданиях:

1. Khoperskov S.A., Vasiliev E.O., Sobolev A.M., Khoperskov A.V. *The simulation of molecular clouds formation in the Milky Way* // **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. 2013, v. 428, № 3, p. 2311-2320.
2. Khoperskov S.A., Khoperskov A.V., Khrykin I.S., Korchagin V.I., Casetti-Dinescu D.I., Girard T., van Altena W., Maitra D. *Global gravitationally-organized spiral waves and the structure of NGC 5247* // **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. 2012, v. 427, № 3, p. 1983-1993.
3. Khoperskov A.V., Khoperskov S.A., Zasov A.V., Bizyaev D.V., Khrapov S.S. *Interaction between collisionless galactic discs and nonaxisymmetric dark matter haloes* // **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. 2013, arXiv:1302.1778
4. Хоперсков С.А., Хоперсков А.В., Еремин М.А., Бутенко М.А. *Полигональные структуры в газовом диске: численные эксперименты* // **Письма в Астроном. Журнал**. 2011, т.37, № 8, с. 614-627.
5. Khoperskov S.A., Eremin M.A., Khoperskov A.V. Polygonal

Structures in the Gaseous Disks // **Astronomical and Astrophysical Transactions**. 2012, v. 27, № 2, p. 245-250.

6. Хоперсков А.В., Еремин М.А., Хоперсков С.А., Бутенко М.А., Морозов А.Г. *Динамика газового диска в неосесимметричном темном гало* // **Астрономический журнал**. 2012, т. 89, № 1, с. 19-31.
7. Хоперсков С.А., Шустов Б.М., Хоперсков А.В. *Взаимодействие кэпса темного вещества с барионной составляющей в дисковых галактиках* // **Астрономический журнал**. 2012, т. 89, № 9, с. 736-744.
8. Бутенко М.А., Еремин М.А., Корчагин В.И., Морозов А.Г., Хоперсков С.А. *Определение собственных мод для гравитационной неустойчивости в газовом диске* // **Вестник Волгоградского государственного университета. Серия 1: Математика. Физика**. 2009, № 12, с. 70-72.
9. Еремин М.А., Хоперсков А.В., Хоперсков С.А. *Конечно-объемная схема интегрирования уравнений гидродинамики* // **Известия Волгоградского государственного технического университета. Сер.: Актуальные проблемы управления, вычислительной техники и информатики в технических системах**. 2010, т. 6, № 8, с. 24-27.
10. Засов А.В., Хоперсков А.В., Тюрина Н.В., Еремин М.А., Хоперсков С.А. *Использование суперкомпьютеров для моделирования внегалактических объектов* // **Суперкомпьютерные технологии в науке, образовании и промышленности**. Выпуск 2 / Под редакцией: академика В.А. Садовниченко, академика Г.И. Савина, чл.-корр. РАН Вл.В. Воеводина. — М.: Издательство Московского университета. 2010, с. 93-98
11. Хоперсков А.В., Васильев Е.О., Хоперсков С.А., Соколов А.М., Еремин

М.А. *Модель образования молекулярных облаков в нашей Галактике. Роль темного гало.* // **Вестник Волгоградского государственного университета. Серия 1: Математика. Физика.** 2011, т. 14, № 1, с. 93-98.

12. Хоперсков С.А., Хоперсков А.В., Засов А.В., Бутенко М.А. *Параллельный алгоритм для моделирования динамики газа в сильно неоднородных гравитационных полях* // **Вестник Уфимского государственного авиационного технического университета. Серия: Управление, вычислительная техника и информатика.** 2012, т. 16, № 3, с. 108-114.
13. Бутенко М.А., Хоперсков С.А., Хоперсков А.В. *Численное моделирование внешних газовых спиралей в галактиках* // **Вестник Волгоградского государственного университета. Серия 1: Математика. Физика.** 2012, т. 15, № 1, с.49-56.

В сборниках трудов конференций:

14. Хоперсков А.В., Бутенко М.А., Хоперсков С.А. *Сверхбыстрые звезды и свойства темного галактического гало* // **Сборник трудов IV Всероссийского научного семинара «Физика Солнца и звезд».** 2008, Элиста, Изд-во КалмГУ. 2008, с. 106-113.
15. Бутенко М.А., Еремин М.А., Хоперсков С.А., Корчагин В.И., Хоперсков А.В. *Глобальные спиральные моды, порождаемые гравитационной неустойчивостью в галактическом диске* // **Сборник трудов V Всероссийского научного семинара «Физика Солнца и Звезд».** 2009, Элиста, Изд-во КалмГУ. 2010, с. 37-39.
16. Хоперсков С.А., Еремин М.А., Хоперсков А.В. *Шнуры в дисках спиральных галактик* // **Труды конференции «Химическая и динами-**

ческая эволюция галактик» (28-30 сентября, 2009, Ростов-на-Дону, ЮФУ) под ред. Бочкарева, Щекинова, Ростов-на-Дону, Изд-во РСЭИ, 2010, с. 60-68.

17. Еремин М.А., Хоперсков С.А., Хоперсков А.В. *Моделирование полигональных структур* // **Труды конференции «Химическая и динамическая эволюция галактик»** (28-30 сентября, 2009, Ростов-на-Дону, ЮФУ) под ред. Бочкарева, Щекинова. Ростов-на-Дону, Изд-во РСЭИ, 2010, с. 51-59.
18. Хоперсков С.А., Еремин М.А., Хоперсков А.В. *Параллельный код для моделирования динамики сверхзвукового газа с самогравитацией* // **Сборник статей участников Всероссийского конкурса научных работ студентов и аспирантов «Телематика'2010: телекоммуникации, веб-технологии, суперкомпьютинг».** — СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. — с. 159-163.
19. Хоперсков С.А., Еремин М.А., Хоперсков А.В., Засов А.В., Тюрина Н.В., *Применение высокопроизводительных вычислений для моделирования гидродинамических течений в сильно неоднородных гравитационных полях* // **Труды международной научной конференции ПАВТ2011.** Челябинск, Издательский центр ЮУрГУ. 2011, с. 334-342.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях:

1. Nonstationary Phenomena and Instabilities in Astrophysics (NPIA), Volgograd, Russia, 8-12 September (2009).
2. Dynamics and Evolution of Disc Galaxies, Pushchino, Russia, 31 May-4 June (2010).

3. Параллельные вычислительные технологии (ПАВТ2011), Москва, 28 марта – 1 апреля (2011).
4. Galaxies origin, dynamics, structure & astrophysical disks, Sochi, Russia, 14-18 May (2012).
5. European week of Astronomy and Space Science, Rome, Italy, 1-6 July (2012).
6. Galactic scale star formation, Heidelberg, Germany, 30 July – 3 August (2012).

Всероссийских конференциях:

1. Химическая и динамическая эволюция галактик, Ростов-на-Дону, 28-30 сентября (2009).
2. Галактические и аккреционные диски, Нижний Архыз, 21-26 сентября (2009).
3. Телематика-2010: телекоммуникации, веб-технологии, суперкомпьютинг, Санкт-Петербург, 21-24 июня (2010).
4. Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2010) «От эпохи Галилея до наших дней», Нижний Архыз, 13-18 сентября (2010).
5. Физика космоса, Коуровская АО (2008, 2010, 2011).
6. Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра, Москва (2010, 2011, 2012).
7. Актуальные проблемы внегалактической астрономии, Пущино, 17-19 апреля (2012).

8. Наблюдательные проявления эволюции звезд, Нижний Архыз, 15-19 октября (2012).

Выступления на конференциях молодых ученых Института астрономии РАН (2011, 2012) и астрофизических семинарах:

1. Семинар ГАИШ МГУ по звездной астрономии (13.02.2013).
2. Семинар отдела Внегалактической астрономии ГАИШ МГУ (29.04.2010, 30.03.2011).
3. Объединенный семинар Института астрономии РАН (22.04.2010, 29.11.2012).

Работа по реализации параллельных технологий и использованию суперкомпьютеров, описанная в Главе 1, получила Специальный приз от суперкомпьютерной программы «СКИФ-ГРИД» на конкурсе Intel-РОСНАНО (Хоперсков С.А., Засов А.В., Тюрина Н.В. «Применение высокопроизводительных вычислений при моделировании мелкомасштабных структур газовых подсистем спиральных галактик», Москва, 2010 г.).

Личный вклад автора в совместных работах

По теме диссертации опубликовано 19 работ. Из них 8 опубликовано в рецензируемых научных журналах из перечня ВАК. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором. Соискатель в равной степени с другими соавторами участвовал в постановке задач, имея определяющую роль на этапах разработки методов, их тестирования, проведения расчетов, получения и представления результатов и выводов.

Разработаны численные газодинамические алгоритмы, описанные в диссертации. Адаптирован алгоритм TreeCode для расчетов газодинамических и гибридных N -body / газодинамических моделей. Реализованы параллельные OpenMP и MPI алгоритмы. Подавляющая часть численных экспериментов была проведена диссертантом с использованием суперкомпьютеров НИВЦ МГУ («Чебышев» и «Ломоносов»).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 223 страницы, включая 69 рисунков, 4 таблицы и 4 приложения. Библиография включает 336 наименований на 38 страницах.

Основное содержание работы

Во **Введении** обсуждается актуальность работы, цели и задачи исследования, научная новизна, научная и практическая ценность полученных результатов. Также формулируются основные результаты и положения, выносимые на защиту, и приводится список работ, в которых опубликованы основные результаты диссертации.

Первая глава посвящена описанию базовых идей численных алгоритмов, лежащих в основе численных экспериментов. В параграфе 1.1 обсуждается методика построения численной газодинамической схемы типа Годунова, описывается приближенный метод решения задачи Римана для уравнений газовой динамики. В параграфе 1.2 приведены уравнения Гамильтона, описывающие динамику системы гравитационно взаимодействующих N -тел. Кроме того рассмотрены два наиболее распространенных подхода к решению уравнения Пуассона: с помощью быстрого дискретного преобразования Фурье и метод, основанный на иерархическом алгоритме TreeCode. Обсуждают-

ся особенности метода объединения газодинамических и N -body моделей. В параграфе 1.3 дано описание использованных в работе методов распараллеливания газодинамического алгоритма, рассмотренного выше в параграфе 1.1. Приведены результаты тестирования эффективности численного кода для различных постановок задач на суперкомпьютере «Чебышев» (НИВЦ МГУ). Показано, что наиболее эффективное использование вычислительных мощностей достигается в случае трехмерной декомпозиции расчетной области и максимальном учете факторов в МЗС. При этом эффективность достигает 70% при расчетах на 200 потоках.

Во **второй главе** исследованы динамические процессы в газовой компоненте дисковых галактик, связанные с проявлением спиральной волны плотности и галактической ударной волны (ГУВ). В параграфе 2.1 приведен краткий обзор современных представлений о структуре и наблюдаемых свойствах ГУВ. В п. 2.2.1 собраны многочисленные наблюдаемые свидетельства спрямленных сегментов спиральных рукавов внешних галактик — так называемых полигональных структур (ПС) [35]. К настоящему моменту известно более 200 спиральных галактик, обладающих такой особенностью. Причем полигональные структуры получены как в галактиках типа «grand-design» (например, NGC 5194), так и во взаимодействующих галактиках (NGC 1512), а также в галактиках с флоккулентной спиральной структурой (M 101). В п. 2.2.2 построена газодинамическая модель формирования полигональных структур. Показано, что этот феномен связан с неустойчивостью ударной волны, которая на мелких масштабах проявляется в виде гофрировочной неустойчивости. Определены параметры способствующие развитию ПС. В п. 2.2.3 проведено сравнение наблюдаемых параметров ПС, с полученными в численных экспериментах. В параграфе 2.3 изучены наиболее актуальные, с точки зрения динамической эволюции Галактики, физические характеристики молекулярных облаков. В п. 2.4.1 построена многокомпонентная хи-

мико-динамическая модель образования ГМО с учетом внешнего поля Галактики, самогравитации, тепловой структуры газа и химической кинетики молекулярного водорода. В п. 2.4.2 обсуждаются закономерности распределения физических параметров ГМО по результатам численных экспериментов: распределение облаков по массам, соотношение «масса-размер» и дисперсия скоростей газа. В п. 2.4.3 приводится обоснование идеи, об отсутствии материальной кольцевой структуры в диске Галактики на расстоянии 3 — 5 кпк от центра. Анализ синтетических карт «лучевая скорость — галактическая долгота» для молекулярного газа обнаруживает особенность, часто интерпретируемую как «Молекулярное кольцо», однако кольцевой структуры в диске не наблюдается. В тоже время нейтральный в построенных в работе моделях газ более равномерно заполняет галактический диск.

Третья глава посвящена изучению феномена и механизмов образования галактической спиральной структуры. В параграфе 3.1 описаны современные представления о процессе формирования и устойчивости спиральной структуры в дисковых галактиках за счет внутренних факторов без учета приливных сил. Обсуждаются доводы в пользу модальной природы и длительного, в течение миллиардов лет, времени существования спирального узора со слабо меняющейся морфологией. В п. 3.1.1 рассмотрена спиральная галактика NGC 5247 и на ее примере изучено формирование спиральных волн за счет гравитационной неустойчивости глобальных спиральных мод. В п. 3.1.2 сравниваются результаты линейного анализа устойчивости гравитирующего диска в гидродинамическом приближении с эволюцией нелинейных газодинамических расчетов. В п. 3.1.3 обсуждаются результаты численных N -body и N -body/газодинамических экспериментов, подтверждающих возможность продолжительного времени жизни спирального узора, формирующегося на нелинейной стадии развития неустойчивой моды. Пункт 3.1.4 посвящен изучению влияния газовой компоненты на время существования

крупномасштабного регулярного спирального узора типа «grand design». Численные эксперименты указывают на увеличение времени жизни спиралей в несколько раз в самосогласованном звездно-газовом диске. Дальнейшая часть главы (параграф 3.2) посвящена исследованию динамики дисковых подсистем в гравитационном потенциале массивного неосесимметричного темного гало. Основной упор сделан на изучение механизмов генерации спиральных узоров и физических свойств формирующихся спиральных волн. В п. 3.2.1 проанализированы многочисленные факты, подтверждающие наличие массивного темного гало в галактиках. В п. 3.2.2 подробно рассмотрены различные наблюдательные и теоретические указания на триаксиальный характер распределения темной материи внутри сферы 1 – 3 оптических радиуса галактики. Собраны оценки параметров трехосности, полученные различными методами на основе космологических моделей и наблюдаемых свойств галактических структур (полярные кольца, изгибы газовых и пылевых дисков, их утолщения, приливные потоки, карликовые спутники, гипербыстрые звезды и др.).

Рассмотрена гипотеза о том, что неосесимметричность (триаксиальность) темного гало может быть ответственна за формирование спиральных структур в галактических дисках по крайней мере у части галактик. Пункт 3.2.3 содержит в себя описание моделей звездных и газовых дисков в поле трехосного гало и базовых параметров, определяющих ход эволюции систем. В п. 3.2.4 и п. 3.2.5 приведены результаты расчетов динамики газовых и звездных систем соответственно. Главным результатом является вывод о неизбежном формировании долгоживущего спирального узора в галактических звездных и газовых дисках. Отличительной особенностью возникающего спирального узора является его нестационарный характер, что проявляется, в частности, в нестационарном и нетвердотельном вращении волны плотности. Параметры вращения спиралей испытывают квазипериодические изменения. В п. 3.2.6 об-

суждается механизм нестационарности спирального узора в неосесимметричном гравитационном поле темного гало. Описываются перспективы использования этой особенности для измерения параметров формы гало реальных галактик. В п. 3.2.7 изучены эффекты, возникающие при взаимодействии спирального узора с динамическим темным гало. В частности, рассмотрен процесс изменения параметров формы гало в результате динамической эволюции. Показано, что перераспределение энергии между гало и спиральными волнами приводит к сферизации гало в центральной области с сохранением основных особенностей спиралей структуры в диске.

В **четвертой главе** в рамках численных экспериментов изучены процессы образования дисковой галактики и эффекты взаимодействия видимого вещества (газа и звезд) со скрытой компонентой галактики в результате динамической эволюции галактического диска. В параграфе 4.1 обсуждаются ключевые проблемы теории формирования галактик в рамках современной Λ CDM концепции. Особое внимание здесь уделено проблеме центрального каспа плотности темной материи. В параграфе 4.2 построена модель с учетом основных физических факторов, необходимых для изучения долговременной эволюции дисковой галактики. В параграфе 4.3 рассмотрены различные сценарии эволюции темного вещества под действием барионной компоненты. Детально рассмотрен процесс трансформации профиля темной материи при учете процессов звездообразования и звездной эволюции в центре галактического диска. В качестве главного результата исследования выделим полученный эффект сглаживания профиля плотности темного вещества в модели с учетом звездообразования и звездной эволюции, по сравнению с расчетами, основанными только на моделях N -тел. Таким образом для дисковых галактик именно звездообразование и эволюция звезд приводит к эффективному оттоку вещества (в том числе темного) из центральной области галактического диска, и, как следствие, к сглаживанию каспа плотности ТМ.

В **Заключении** перечислены основные результаты диссертации.

В **Приложении А** приведены основные тесты для численной газодинамической схемы типа TVD MUSCL, реализованной в рамках диссертации и использованной для решения поставленных задач. Помимо стандартной задачи о распаде произвольного скачка давления, большое внимание уделено тестированию адекватности описания процесса распространения газа в вакуум. Продемонстрирована универсальность реализованной схемы и сохранение позитивности при решении задачи о взрыве в вакууме. Кроме того рассмотрена эволюция начального состояния, приводящего к развитию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В **Приложении Б** приведена модель гравитационного потенциала Галактики, использованная при химико-динамических расчетах формирования облачной структуры. Описан вклад темного гало, балджа и звездного диска в кривую вращения, а также определены параметры спирального четырех-рукавного потенциала. В **Приложении В** перечислены процессы нагрева и охлаждения в модели газовой компоненты Галактики, необходимые для адекватного моделирования двухфазной среды. В **Приложении Г** описана методика построения равновесного начального состояния для звездного и звездно-газового галактических дисков на основе совместного решения уравнений Джинса и Пуассона.

Численные подходы к моделированию галактик

Значительное влияние на прогресс теоретических представлений о различных астрофизических системах оказывает наличие общедоступных вычислительных кодов. Большинство из них обладает хорошей поддержкой и появлением обновленных версий. Речь идет прежде всего о газодинамических кодах, которые можно разделить на эйлеровы методы и лагранжевы. Среди первых необходимо выделить следующие:

- PLUTO (<http://plutocode.ph.unito.it/>) [36]
- ZEUS (<http://www.astro.princeton.edu/~jstone/zeus.html>) [37]
- Athena (<https://trac.princeton.edu/Athena/>) [38]

Среди лагранжевых подходов наибольшее распространение получили методы сглаженных частиц — SPH (smooth particle hydrodynamics), например, GADGET-2 (<http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget/>) [39]. Естественным этапом в эволюции численных алгоритмов стало рождение гибридных лагранжево-эйлеровых подходов, что позволяет использовать преимущества обоих методов [40].

Несмотря на большое количество программных комплексов, находящихся в открытом доступе, наличие в них ошибок, неуниверсальность, запутанная организация кода, а также зачастую принципиальная невозможность значительной модификации приводит к необходимости реализовывать собственные вычислительные комплексы, основанные на известных математических алгоритмах. Это дает возможность адаптации алгоритма под конкретную задачу и относительно простую модификацию при добавлении новых физических процессов. Описанию основных численных схем, использованных

при выполнении диссертационной работы, посвящены следующие параграфы этой главы.

1.1. Газодинамические методы типа Годунова. TVD

MUSCL схема.

Уравнения газовой динамики являются основой для решения широкого круга задач, связанных с моделированием объектов и процессов самой различной природы. Особый интерес привлекают возможности описания сложных многомерных нестационарных гидродинамических течений, которые включают ударные волны, волны разрежения, контактные и тангенциальные разрывы, динамические границы между веществом и вакуумом, внешние сильно неоднородные силовые поля, турбулентность среды. Указанные особенности течений предъявляют специальные требования к численным схемам в случае сквозного счета, когда априори структура течения не известна. Такие задачи являются типичными при изучении различных астрофизических объектов в том числе межзвездной и межгалактической среды.

В данной диссертационной работе исследуются газодинамические процессы на галактических масштабах от нескольких парсек до десятков килопарсек, т.е. речь идет об описании процессов в межзвездной среде. Простые оценки показывают, что структуры в МЗС можно рассматривать в приближении сплошной среды, таким образом, для межзвездного газа справедлива система уравнений гидродинамики, которую можно представить в виде законов сохранения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \nabla p = 0, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E + \nabla \cdot (E + p) \mathbf{u} = 0, \quad (1.3)$$

где ρ – объемная плотность газа, p – давление газа, \mathbf{u} – вектор скорости, $E = \left(\rho \left[\frac{\mathbf{u}^2}{2} + \epsilon \right] \right)$ и $\epsilon = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}$ – соответственно удельная полная и внутренняя энергия газа.

Как видно, даже в первом приближении без учета многих важных процессов, задачи космической газодинамики описываются сложными нестационарными системами дифференциальных уравнений, поэтому только в исключительных случаях представляется возможным их аналитическое или полуаналитическое решение. В такой ситуации наиболее применимым методом их решения является многомерное численное моделирование. Широкое распространение в астрофизических приложениях получили методы невозрастания полной вариации или TVD (Total Variation Diminishing) [41]. Эти методы удовлетворяют условию невозрастания полной вариации для сеточных величин (1.5):

$$TV[\mathbf{U}^{n+1}] \leq TV[\mathbf{U}^n], \quad (1.4)$$

где вариация сеточных величин рассчитывается по правилу:

$$TV[\mathbf{U}] = \sup \sum_{m=1}^M |\mathbf{U}(x_m) - \mathbf{U}(x_{m-1})| \quad (1.5)$$

и вектор консервативных переменных:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E \end{bmatrix}. \quad (1.6)$$

При условии 1.4 сохраняется монотонность решения в большинстве задач, т.е. отсутствуют нефизичные осцилляции на разрывах. При этом нет необходимости в использовании искусственной вязкости, существенно влияющей на

точность решения. Основная идея TVD-подхода состоит в том, что условие монотонности решения заменяется на условие (1.4). Моделирование внутри расчетной области ведется вторым (или третьим) порядком точности по пространству, кроме зон с резким изменением физических параметров, где схема автоматически переключается на первый порядок точности. Этот переход обеспечивается с помощью специальных функций – ограничителей (лимитеров) [42].

Для решения системы уравнений газодинамики (1.1)–(1.3) была реализована явная трехмерная TVD схема типа MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws) [43]. Численный метод является эйлеровым и построен для декартовой и цилиндрической систем координат. В рамках данной работы была построена численные схемы второго порядка точности по времени и второго или третьего порядка по пространству. Интегрирование по времени осуществляется методом типа Рунге-Кутта второго порядка точности.

Далее рассмотрим основные элементы численной схемы. В общем случае гиперболические законы сохранения можно записать в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{U})}{\partial z} = 0, \quad (1.7)$$

где величины $\mathbf{F}(\mathbf{U})$, $\mathbf{G}(\mathbf{U})$, $\mathbf{H}(\mathbf{U})$ представляют собой потоки консервативных переменных (1.6):

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vi \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (E + p)v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho wi \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ (E + p)w \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

Для дискретизации был выбран не конечно-разностный подход, а наиболее эффективный интегро-интерполяционный (метод конечных объемов), в этом случае законы сохранения выполняются на сеточном уровне [41]. При этом значения сеточных функций заменяются средними значениями по объему ячеек, а производные вычисляются по функциям на границах ячеек. Конечно-объемная аппроксимация физических величин также позволяет избегать особенностей при $r = 0$ в цилиндрической системе координат.

С учетом конечно-объемной аппроксимации физических величин явный метод интегрирования уравнений (1.7) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{i,j,k}^{n+1} = & \mathbf{U}_{i,j,k}^n - \frac{\delta t}{\delta x} \left(\mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-\frac{1}{2},j,k}^{n+1/2} \right) - \\ & - \frac{\delta t}{\delta y} \left(\mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-\frac{1}{2},k}^{n+1/2} \right) - \frac{\delta t}{\delta z} \left(\mathbf{H}_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - \mathbf{H}_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{n+1/2} \right), \end{aligned} \quad (1.9)$$

где целым индексам (i, j, k) соответствуют центры ячеек, $\left(i \pm \frac{1}{2}, j \pm \frac{1}{2}, k \pm \frac{1}{2}\right)$ — границам ячеек, $\delta x, \delta y, \delta z$ — размеры расчетной сетки вдоль различных координатных осей, δt — шаг интегрирования,

$$\mathbf{U}_{i,j,k}^n = \frac{1}{\delta x \delta y \delta z} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{U}(x, y, z, t^n) dx dy dz, \quad (1.10)$$

и соответствующая аппроксимация вектора потоков физических величин

$$\mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\delta x \delta y \delta z} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{F}(x_{i-1/2}, y, z, t^n) dx dy dz, \quad (1.11)$$

аналогично определяются значения величин $\mathbf{G}_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}, \mathbf{H}_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}$. Значения потоков на границах ячеек являются решением соответствующей задачи Римана (см. ниже).

Для вычисления потоков физических величин через границы ячеек используется решение задачи Римана, на котором основаны так называемые

методы Годунова [44]. Потоки физических величин вычисляются на основе аппроксимированных значений физических величин слева и справа от границы ячейки $\mathbf{U}_{i-1/2}$ и $\mathbf{U}_{i+1/2}$:

$$\mathbf{U}_{i+1/2} = \mathbf{U}_i + 0.25 [(k+1)\mathbf{D}_+ + (k-1)\mathbf{D}_-]_i, \quad (1.12)$$

где $\mathbf{D}_+ = \text{minmod}(\mathbf{u}_+, b \cdot \mathbf{u}_-)$, $\mathbf{D}_- = \text{minmod}(\mathbf{u}_-, b\mathbf{u}_+)$, где \mathbf{u}_- , \mathbf{u}_+ — значения переменных слева и справа от границы ячейки. Параметр $b = (3-k)/(1-k)$ определяет порядок аппроксимации по пространству: $k = 1/3$ соответствует третьему порядку аппроксимации, $k = -1$ или $k = 0$ — второму. Наконец, функция minmod определяется в виде:

$$\text{minmod}(x, y) = \frac{\text{sign}(x) + \text{sign}(y)}{2} \min(|x|, |y|).$$

Стоит отметить, что использование точного решения задачи Римана является крайне ресурсоемким, поскольку требует решения нелинейного алгебраического уравнения в каждой ячейке расчетной сетки на каждом шаге интегрирования [41]. Воспользуемся приближенным подходом, основанным на методе Хартена-Лакса-ван Лиира (HLLC), который позволяет одновременно учитывать наличие ударных волны, контактных и тангенциальных разрывов [45]. Данный метод был модифицирован в диссертации для сквозного расчета границы газ-вакуум, что является важной особенностью для моделирования астрофизических систем, в которых могут возникать области крайне низкой концентрации вещества. Эта особенность позволяет корректно рассчитывать перетекание газа в ячейки с нулевыми значениями физических величин, с сохранением позитивности решения.

Задача Римана. Запишем одномерную задачу Римана вдоль x -координаты, в виде постоянных значений, разделенных скачком (см рис. 1.1):

$$\mathbf{U}(x, 0) = \begin{cases} \mathbf{U}_L, & \text{если } x < 0; \\ \mathbf{U}_R, & \text{если } x > 0. \end{cases} \quad (1.13)$$

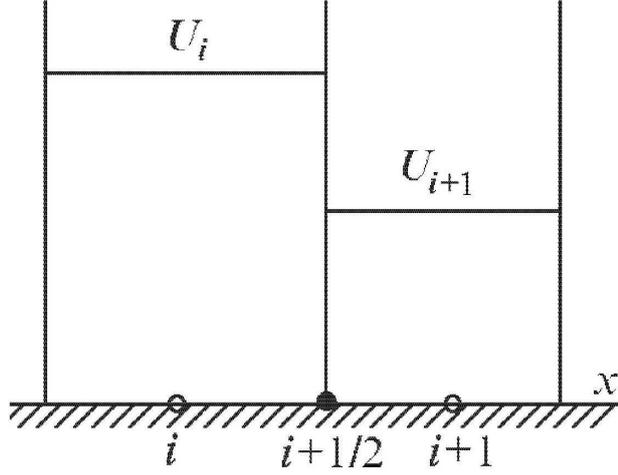


Рис. 1.1. Иллюстрация к задаче Римана, полуцелые индексы — границы ячеек, целые соответствуют центрам. Для постановки задачи в виде 1.13: $U_i = U_L$ и $U_{i+1} = U_R$ соответственно

Задача состоит в том, чтобы по известным значениям слева и справа U_L и U_R найденным по формулам (1.12) вычислить потоки физических величин на границах ячеек $F_{i-1/2}$ и $F_{i+1/2}$, необходимые для расчета значений физических переменных на следующем гидродинамическом шаге по формулам (1.9). Процедура восстановления потоков физических величин, основана на предположении, что нормальная компонента скорости является постоянной на разрыве Римана. Стоит отметить, что такой подход также хорошо зарекомендовал себя при решении уравнений идеальной магнитной гидродинамики [46]. С помощью метода HLLC потоки физических величин рассчитываются следующим образом:

$$F_{HLLC} = \begin{cases} F_L, & \text{если } S_L > 0, \\ F_L^*, & \text{если } S_L \leq 0 \leq S_M, \\ F_R^*, & \text{если } S_M \leq 0 \leq S_R, \\ F_R, & \text{если } S_R < 0, \end{cases} \quad (1.14)$$

где F_L^* , F_R^* — промежуточные потоки физических величин, разделенные кон-

тактным разрывом, также введены характеристические скорости:

$$S_M = \frac{(S_R - u_R)\rho_R u_R - (S_L - u_L)\rho_L u_L - p_R + p_L}{(S_R - u_R)\rho_R - (S_L - u_L)\rho_L},$$

$$S_L = \min(u_L - c_L, u_R - c_R),$$

$$S_R = \max(u_L + c_L, u_R + c_R),$$

а $c_L = \sqrt{\gamma \frac{p_L}{\rho_L}}$, $c_R = \sqrt{\gamma \frac{p_R}{\rho_R}}$ - скорости звука соответственно слева и справа от границы. Для решения задачи Римана при условии нулевой плотности (и давления) слева или справа от разрыва необходима другая интерполяция характеристических скоростей

$$S_L = \begin{cases} u_R - 2c_R/(\gamma - 1), & \text{если } \mathbf{U}_L = 0; \\ u_L - c_L, & \text{если } \mathbf{U}_R = 0; \end{cases} \quad (1.15)$$

и соответственно

$$S_R = \begin{cases} u_R + c_L, & \text{если } \mathbf{U}_L = 0; \\ u_L + 2c_L/(\gamma - 1), & \text{если } \mathbf{U}_R = 0. \end{cases} \quad (1.16)$$

В качестве примеров, демонстрирующих основные возможности описанной гидродинамической схемы в Приложении [A](#) приведены решения нескольких тестовых задач.

Важные механизмы радиационного нагрева и охлаждения применительно к межзвездной облачной среде нашей галактики и подходы к их учету в уравнениях гидродинамики рассмотрены в параграфе [2.3.2](#) и Приложении [B](#). Уравнение Пуассона необходимо для учета собственного гравитационного поля межзвездного газа. Подходы к его решению для сеточного метода решения уравнений гидродинамики совместно с N -body моделями рассмотрены в следующем Параграфе [1.2](#).

Получение реалистичных результатов численных расчетов требует высокого пространственного разрешения. Необходимость использования в расчетах максимально возможного пространственного разрешения качественно

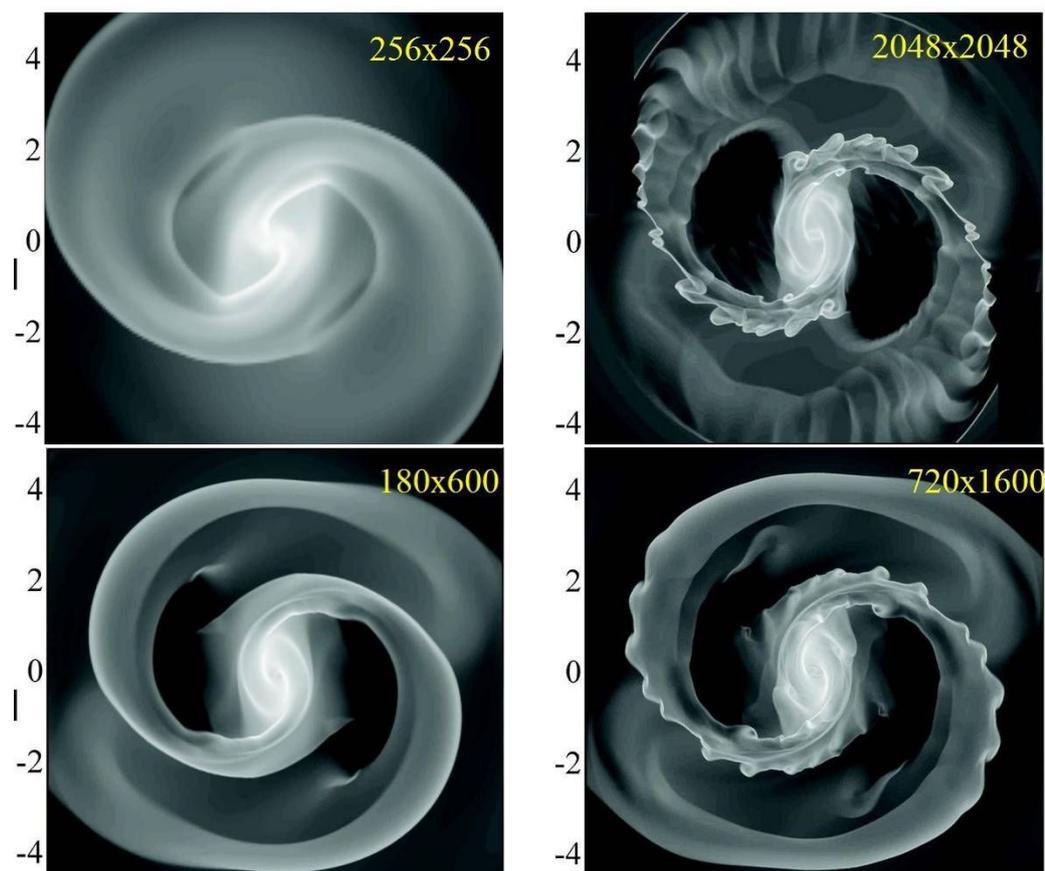


Рис. 1.2. Слева сравнение результатов расчетов на декартовой координатной сетке с различным пространственным разрешением. Справа тоже самое сравнение для цилиндрической системы координат. Заметно, что результат расчетов чувствителен к параметрам сетки

демонстрируется на рисунке (1.2). На нем показано сравнение результатов расчета образования гофрировочной неустойчивости ударной волны в экспериментах с различным пространственным разрешением без учета искусственной вязкости. Видно, что более физически оправданные результаты получены с использованием бóльшего пространственного разрешения (развитие гофрировочной неустойчивости рассмотрена в Главе 2). В то же время, при росте качества расчетов, увеличение числа ячеек для газодинамических расчетов приводит с одной стороны к уменьшению шага интегрирования, и соответственно, к росту количества операций для расчета большего числа узлов сетки. Для получения приемлемых результатов необходимо применение парал-

лельных вычислений на суперкомпьютерах. Примеры и результаты газодинамических экспериментов на ЭВМ с массивно-параллельной архитектурой будут рассмотрены далее (параграф 1.3).

1.2. N-body модели бесстолкновительных систем

Эволюция практически любой звездной системы хорошо представима в рамках модели N тел. Примерами систем частиц, двигающихся в основном за счет гравитационного взаимодействия, являются, например, Солнечная система, звездное скопление (шаровое или рассеянное), галактики, скопления галактик и Вселенная в целом. Каждая из перечисленных систем описывается функцией Гамильтона:

$$H = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} - \sum_{j>i} \frac{Gm_i m_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|} \right], \quad (1.17)$$

где m_i – масса, \mathbf{x}_i – вектор координат, $\mathbf{p}_i = m_i \dot{\mathbf{x}}_i$ – импульс i -ой пробной частицы. Тогда систему уравнений движения для ансамбля пробных частиц можно записать так:

$$m_i \dot{\mathbf{x}}_i = - \frac{\partial H}{\partial \mathbf{x}_i} = - \sum_{j \neq i} \frac{Gm_i m_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^3} (|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|). \quad (1.18)$$

Под пробной частицей в зависимости от задачи понимаются различные физические объекты. При расчете эволюции планетной системы или рассеянного звездного скопления вполне адекватно считать пробную частицу (или массу) эквивалентной планете или звезде соответственно (т.е. $N \sim 10 - 10^4$). Однако при расчетах эволюции галактик, количество звезд, в которых $\sim 10^{10} - 10^{12}$, даже самые современные суперкомпьютеры едва способны рассчитывать динамику каждой звезды. Более разумно в такой задаче под пробной частицей подразумевать звездное скопление. Тем более, в космологических расчетах пробной частицей являются целые галактики и гало темной материи.

Время релаксации системы гравитационно взаимодействующих частиц, описывающих галактический диск, намного больше времени существования таких систем. Тогда с большим запасом можно считать звезды в галактике бесстолкновительной системой, при этом парные взаимодействия ничтожно малы. Еще одним важным свойством такой системы является выполнение для нее теоремы вириала

$$2T + W = 0, \quad (1.19)$$

где $T = \sum_{i=1}^N m_i \dot{\mathbf{x}}_i$ – кинетическая энергия системы, $W = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{x}_i \ddot{\mathbf{x}}_i$ – потенциальная энергия ансамбля частиц.

Основной трудностью при решении системы уравнений 1.18 является вычисление силы гравитационного взаимодействия между частицами. Если ввести гладкую функцию гравитационного потенциала

$$\Psi(\mathbf{x}, t) = -G \int d^3x' \int d^3\mathbf{u} \frac{f(\mathbf{x}', \mathbf{u}, t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}, \quad (1.20)$$

где $f(\mathbf{x}', \mathbf{u}, t)$ – функция распределения частиц, то задача по решению уравнений движения сводится к решению системы уравнений:

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla\Psi(\mathbf{x}, t), \quad (1.21)$$

$$\Delta\Psi(\mathbf{x}, t) = 4\pi G\rho(\mathbf{x}, t). \quad (1.22)$$

Здесь $\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{x}_i - \mathbf{x})$ – объемная плотность частиц, δ – дельта функция. Для известного потенциала в каждый момент времени уравнение (1.21) сводится к системе ОДУ, которая решается методами типа Рунге-Кутты.

Уравнение Пуассона вида 1.22 для ансамбля частиц легко обобщается на случай задачи о совместной динамике газодинамической системы и задачи N - тел, если в правую часть добавить зависимость пространственного распределения газа ρ_{gas} :

$$\Delta\Psi(\mathbf{x}, t) = 4\pi G [\rho(\mathbf{x}, t) + \rho_{gas}(\mathbf{x}, t)]. \quad (1.23)$$

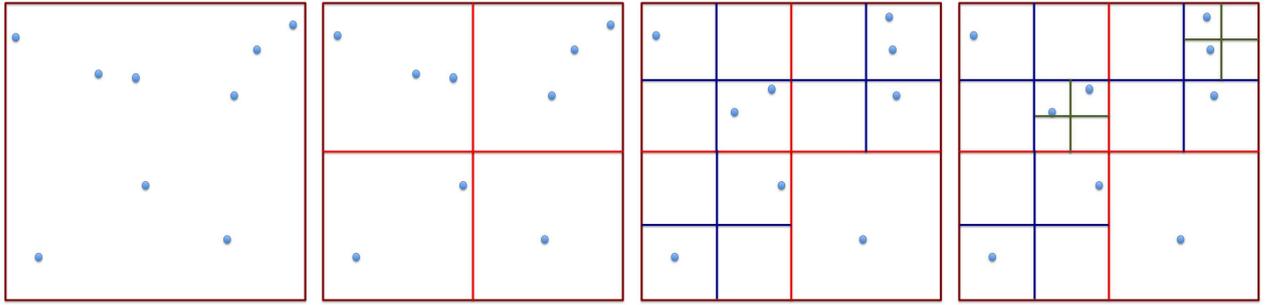


Рис. 1.3. Схема иерархического разбиению расчетной области для использования метода TreeCode при вычисления гравитационных сил.

Метод прямого интегрирования гравитационных сил для ансамбля частиц является точным, однако его использование при $N \gtrsim 10^4$ оказывается практически невозможным, поскольку количество операций в расчете растет пропорционально N^2 . Для решения уравнения (1.23) существует несколько приближенных подходов, которые являются универсальными как при решении чисто газодинамических или N -body расчетов, так и для двухкомпонентных задач. Ниже кратко описаны два метода, реализованные и использованные для решения различных задач, описанных в диссертации.

Метод TreeCode. Вычисление сил, основанное на иерархических вычислениях является гораздо более быстрым по сравнению с методом прямого суммирования и при этом являются в достаточной мере точными. Наиболее распространенным подходом для астрофизических задач является метод TreeCode [47], основанный на рекурсивных вычислениях. Кратко опишем основные этапы решения уравнения Пуассона этим методом на примере двумерной задачи (см рис 1.3).

Пусть имеется система гравитационно взаимодействующих точек, характер их пространственного распределения не важен (упорядоченный или нет). В начале для подсчета сил нужно построить дерево взаимодействий. Все

пробные частицы помещаются внутри одной квадратной ячейки (*root cell*) со стороной $2L$, где $L = \max(x_i - x_c, y_i - y_c)$, а x_i, y_i – координаты частиц, x_c, y_c – координаты центра ячейки, совпадающие с центром симметрии распределения частиц. Далее *root cell* разбивается на четыре равных квадрата (уровень-I). Полученные ячейки продолжают разбиваться на равные квадраты до тех пор пока в них попадает хотя бы одна частица. В конце этого процесса каждую частицу можно ассоциировать с набором ячеек различного размера.

На втором этапе происходит расчет сил вдоль дерева взаимодействий. Вклад частиц с одного и того же уровня рассчитывается напрямую. Остальные взаимодействия частица-частица заменяются на взаимодействия частица-ячейка на каждом уровне разбиения. Так, что частица взаимодействует с гравитационным полем ячейки, содержащий многие частицы. Такие ячейки обладают полной массой содержащихся частиц и координатами центра масс этих частиц. Для расчета силы, действующей на одну частицу необходимо примерно $\log(N)$ операций, а для всего ансамбля $N \log(N)$, что намного меньше чем при методе прямого суммирования (N^2), при больших значениях N .

Метод Быстрого преобразования Фурье (БПФ – Fast Fourier Transform – FFT). Одним из наиболее эффективных методов решения уравнения Пуассона (1.22) на дискретной равномерной сетке $\{\mathbf{x}_\gamma\}$ основан на использовании дискретного преобразования Фурье. Этот подход можно разбить на 3 этапа:

1. В пространственном распределении частиц необходимо перейти к значениям плотности в узлах этой сетки $\rho(\mathbf{x}_\gamma)$, используя какой-либо метод интерполяции (например см. [48])
2. В узлах дискретной сетки $\{\mathbf{x}_\gamma\}$ решается уравнение:

$$\Delta\Psi(\mathbf{x}_\gamma) = 4\pi G\rho(\mathbf{x}_\gamma), \quad (1.24)$$

3. От значений потенциала в узлах сетки $\Psi(\mathbf{x}_\gamma)$ перейти к значениям потенциала и сил в координатах частиц.

При этом если на шаге 1 и 3 используется один и тот же метод интерполяции, то автоматически выполняется третий закон Ньютона $F_{\alpha\beta} + F_{\beta\alpha} = 0$. Выполнение пункта 2 основано на переводе уравнения (1.24) в волновое пространство при помощи преобразования Фурье. Выразим $\Psi(\mathbf{x}_\gamma)$ и $\rho(\mathbf{x}_\gamma)$ в терминах преобразования Фурье

$$\Psi(\mathbf{x}_\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int g(k) e^{ikx} dk, \quad (1.25)$$

$$\rho(\mathbf{x}_\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \sigma(k) e^{ikx} dk, \quad (1.26)$$

где k — волновое число. После подстановки (1.25-1.26) в (1.24) получим вместо уравнения в частных производных алгебраическое:

$$-k^2 g(k) = \sigma(k), \quad (1.27)$$

откуда

$$g(k) = -\frac{\sigma(k)}{k^2}. \quad (1.28)$$

С помощью обратного преобразования Фурье получают искомые значения потенциала в узлах расчетной сетки $\{\mathbf{x}_\gamma\}$. Как для любого уравнения в частных производных задачу 1.22 необходимо дополнить граничными условиями. В случае космологических расчетов граничные условия выбираются периодическими, для других задач используется либо удвоение расчетной области, с нулевой плотностью во внешней части, либо выбирается функция «заряда» на границе расчетной области. Количество операций пропорционально $n_{grid} \log(n_{grid})$, где n_{grid} — размерность расчетной сетки. При этом существенное ограничение накладывается на выбор значения n_{grid} . Использование Быстрого преобразования Фурье в формулах (1.25) и (1.26) основано

на рекурсивных операциях перестановок элементов. Поэтому обязательно выполнение условия $n_{grid} = 2^n$, где n - целое число.

1.3. Газодинамические расчеты с применением суперкомпьютеров

Отличительной особенностью моделирования динамики межзвездной среды в пределах галактики является богатый спектр физических эффектов и процессов, существенно влияющих на динамику газа. Это вызывает необходимость дополнительного учета в уравнениях гидродинамики тепловых процессов, химических превращений, самогравитации, что делает задачу очень жесткой. Отмеченные выше временные характеристики задачи требуют большого числа временных шагов интегрирования. Например, для самосогласованного описания динамики звездно-газового диска на современном уровне необходимо для моделирования звездной подсистемы более 10^7 гравитационно взаимодействующих частиц, а число ячеек сетки для газовой компоненты должно превышать 10^8 , что требует значительных ресурсов памяти и машинного времени. Без использования параллельных технологий такого рода задачи не могут быть решены.

Выделим основные направления работы по созданию универсального набора инструментов для моделирования галактических процессов с применением параллельных технологий, выполненных в рамках диссертации:

- Создание пакета программ для численного моделирования газовых течений с учетом тепловых процессов, внешних гравитационных сил, химической кинетики молекулярного водорода и самогравитации.
- Реализация численного N -body алгоритма, основанного на методе TreeCode.

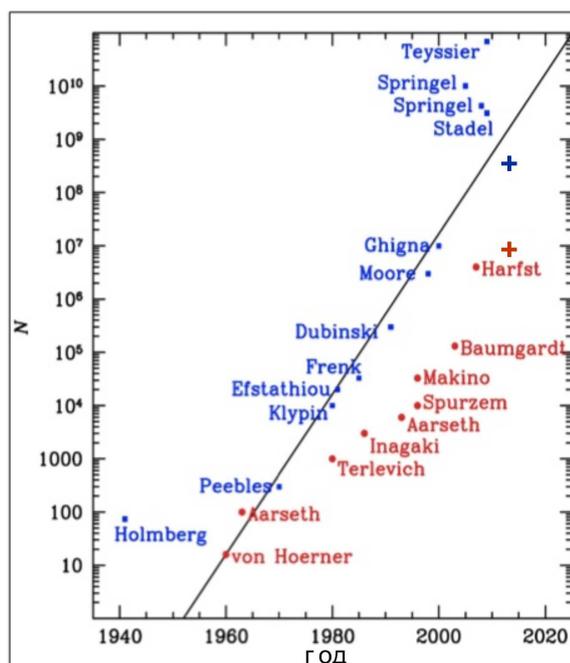


Рис. 1.4. Динамика роста максимального числа частиц N , достигнутого в известных вычислительных экспериментах. Красные значки — бесстолкновительные эксперименты, синие — гидродинамические. Крестиками обозначены максимальные значения достигнутые при выполнении данной диссертационной работы.

- Объединение газодинамического и N -body алгоритмов в рамках самосогласованной динамической модели в двух вариантах: на основе TreeCode и на основе FFT.
- Распараллеливание чисто газодинамических, N -body и гибридного алгоритмов на основе технологии OpenMP для расчетов на ЭВМ с общей оперативной памятью [49].
- Адаптация численных газодинамических алгоритмов для вычислений на компьютерах с массивно-параллельной архитектурой в рамках технологии MPI (Message Passing Interface – интерфейс передачи сообщений) [50].

Наиболее простым и в тоже время эффективным способом распараллели-

вания программы является применение технологии OpenMP. Суть ее работы состоит в том, что вычислительные ядра, находящиеся на одном процессоре, могут выполнять различные операции с данными размещенными в общей для них оперативной памяти. Так например, выполнение цикла состоящего из n независимых операций может быть ускорено в k раз, где k — количество ядер на процессоре. При этом на первом ядре выполняются операции от 1 до n/k , на втором — от n/k до $2n/k$ и так далее. Если операции не являются независимыми, то прямое использование подобной схемы невозможно, однако реорганизация вычислений позволяют тем не менее добиваться высокой производительности. Структура численного газодинамического кода позволяет распараллелить вычисления с помощью OpenMP в течение всего времени расчета на каждом процессоре, за исключением сохранения состояния системы на жесткий диск. Главным ограничением при работе с данными на одном процессоре является ограничение объема доступной оперативной памяти. Эта проблема снимается при использовании компьютерных кластеров с распределенной памятью, в которых многочисленные процессоры объединены высокоскоростной сетью, и каждый обладает собственной ОЗУ. Однако, использование таких систем с массивно-параллельной архитектурой сталкивается с необходимостью пересылать данные между процессорами, что является самым затратной, с точки зрения времени, процедурой. Программа реализованная по стандарту MPI — это совокупность параллельных, взаимодействующих приложений (процессов). Все процессы порождаются один раз, образуя параллельную часть программы. В ходе выполнения MPI-приложения порождение новых процессов или уничтожение уже существующих невозможно. Каждый процесс наделен собственным адресным пространством, при этом отсутствуют общие данные или переменные [51].

Рассмотрим основные этапы распараллеливания численного кода с помощью технологии MPI для систем . Заданная расчетная область распределя-

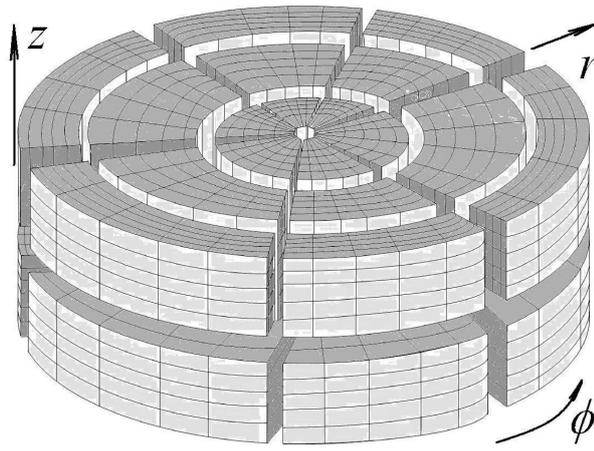


Рис. 1.5. Пример трехмерной декомпозиции расчетной области в цилиндрической системе координат, необходимой для MPI-расчетов газодинамических процессов.

лась между процессорами. Декомпозиция на подобласти проводилась вдоль двух или трех координатных осей, подобно работе [52]. В начальный момент времени строится пространственное распределение газа и его скоростей локально на каждом процессе, что обеспечивает экономию оперативной памяти при расчетах с высоким пространственным разрешением. Для получения решения во всей расчетной области необходимо обеспечивать непрерывную связь соседних процессов за счет обмена данными в фиктивных граничных ячейках. Т.к. в основном в расчетах применялся третий порядок аппроксимации по пространству, то соседним процессам необходимо обмениваться всеми физическими величинами находящимися в двух приграничных слоях ячеек. В силу того, что данные граничных ячеек расположены в памяти непоследовательно, то вдоль радиуса можно пересылать границу целиком (плоскость), вдоль угла последовательность одномерных массивов и вдоль вертикальной координаты — поэлементно. Таким образом, время обмена границами на каждом гидродинамическом шаге вдоль координатных осей относится примерно как 1 : 2 : 10. Тогда для того, чтобы компенсировать потерю эффективности при пересылке граничных условий вдоль вертикальной координаты, то именно по этому направлению декомпозиция должна быть наиболее подроб-

ной. Дальнейшей модификацией обмена границами стало последовательное объединение данных, необходимых для отправки, и их дальнейшая пересылка. Оптимизация распараллеливания была проведена с помощью использования неблокирующей пересылки данных стандарта MPI [50]. Одним ограничением на способ декомпозиции расчетной области, возникающим в силу цилиндрической симметрии, является необходимость использования четного количества процессов вдоль разбиения по углу (рис. 1.5). Таким образом, при обмене внутренней границей (при $r = 0$) более каждому процессу необходимо и достаточно передавать (и принимать данные) одному процессу. Если разбиение на нечетное количество, то каждый процесс связан общей границей с двумя другими процессами. Для вычислительных кластеров, состоящих из многоядерных процессоров, эффективным оказалось использование стандарта OpenMP внутри каждого процесса. В этом случае происходит ускорение из-за отсутствия необходимости производить обмен фиктивными ячейками.

Эффективность параллельного газодинамического кода

Для выбора оптимальных параметров численной схемы и конфигурации системы было проведено сравнение эффективности численных алгоритмов с различными параметрами на суперкомпьютере «Чебышёв» (НИВЦ МГУ). Для характеристики любого параллельного алгоритма вводятся две простые величины, являющиеся функцией количества процессоров (или потоков, поскольку распараллеливание с помощью стандарта MPI может вестись в рамках кластера с общей памятью):

- Ускорение выполнения программы по определению равно отношению времени вычисления программы на одном процессоре ко времени вычисления на n процессорах:

$$S_n(n) = T_1/T_n. \quad (1.29)$$

- Эффективность показывает, во сколько раз время выполнения задания

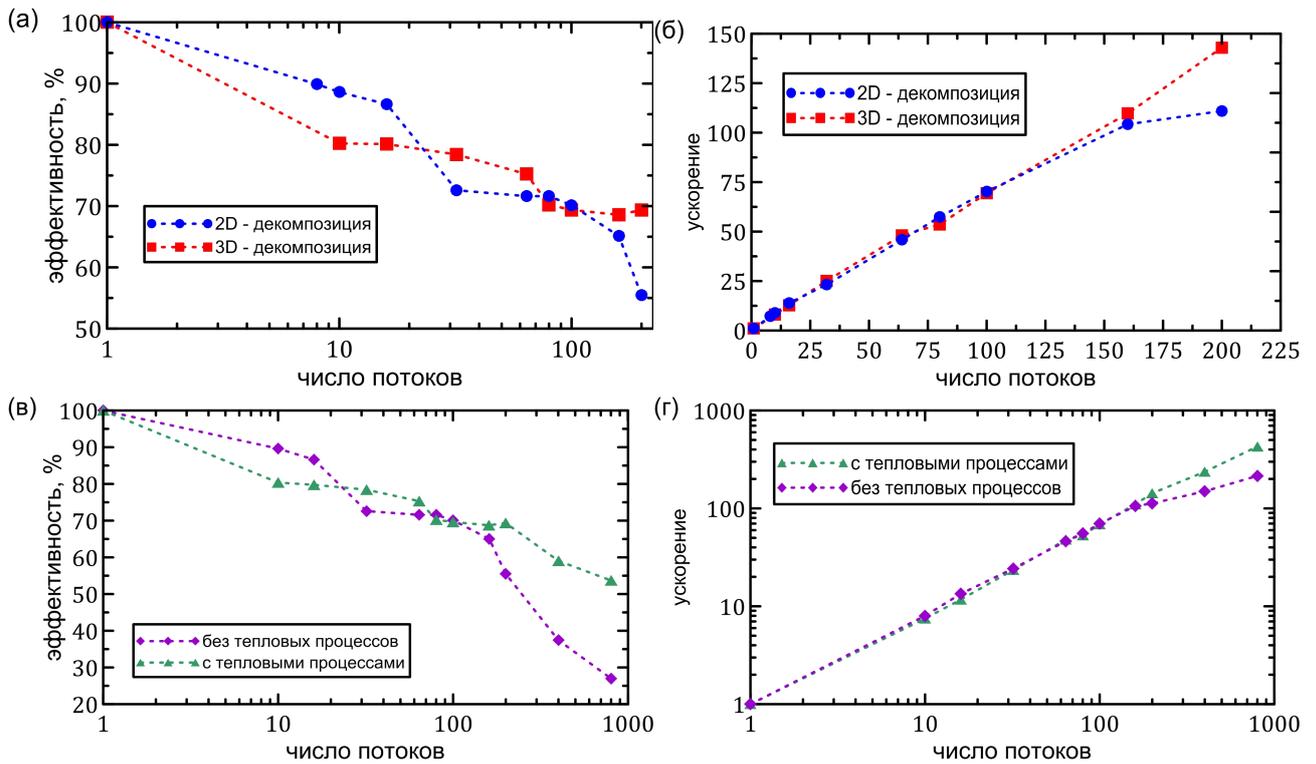


Рис. 1.6. Сравнение эффективности (слева) и ускорения (справа) параллельного газодинамического кода с учетом тепловых процессов и без них.

одним процессором (t_s) больше, чем время выполнения того же задания многопроцессорной системой t_p , умноженное на число процессоров n :

$$E(n) = S_n/n \cdot 100\%. \quad (1.30)$$

Эффективность характеризует ту часть времени, которую процессоры используют на вычисление.

На рисунках 1.6 а,б сравнивается оптимальность распараллеливания численного газодинамического кода с различной декомпозицией расчетной области. При такой постановке задачи значительно отличается объем передаваемых сети данных между процессорами, но эффективность распараллеливания оказывается на уровне 60 – 70% при $n \sim 150 - 200$. При этом ускорение расчетов с ростом числа потоков растет медленнее линейного, но приблизительно с постоянной скоростью до $n \lesssim 160$. Затем ускорение при трехмерной декомпозиции оказывается выше.

Другая пара экспериментов демонстрирует влияние учета дополнительных физических процессов при газодинамическом моделировании на оптимальность распараллеливания. На рисунках 1.6 в,г приведены графики зависимостей $S_n(n)$ и $E(n)$ газодинамических расчетом с учетом тепловых процессов нагрева и охлаждения и без них при трехмерной декомпозиции расчетной области. Видно, что дополнительные вычислительные затраты на решение уравнения теплового баланса увеличивают эффективность параллельного алгоритма по сравнению с чисто газодинамическим: $\sim 50\%$ по сравнению с $\sim 30\%$ при $n \sim 1000$. Ускорение также выше при больших объемах вычислений. Эти результаты объясняются тем, что относительное количество времени вычислений на процессорах растет при сохранении объема пересылаемых данных. Тогда несмотря на увеличение общего времени расчета, алгоритм является более эффективным с точки зрения параллелизма.

1.4. Выводы по первой главе

В рамках данной диссертационной работы было проведено около 300 численных экспериментов на суперкомпьютерах СКИФ МГУ «Чебышёв» и «Ломоносов» (НИВЦ МГУ). На эти расчеты было затрачено порядка 50000 процессорочасов и 30000 процессорочасов соответственно. Сформулируем полученные в рамках выполнения диссертационной работы наиболее важные результаты с точки зрения создания параллельного программного комплекса.

1. Построена газодинамическая численная схема, позволяющая сквозным образом моделировать сложные нестационарные гидродинамические течения, включающие весь основной набор разрывных и иных особенностей. Численная модель основана на специальном подборе алгоритмов сеточных конечно-объемных аппроксимаций, ограничительных функ-

ций, Римановых решениях и контроле за возможностью появления отрицательного давления с последующей коррекцией вычислений потоков физических величин через границы ячеек.

2. Реализована гибридная N -body/газодинамическая методика расчета эволюции звездно-газовых систем с учетом самогравитации, тепловых процессов и внешних гравитационных полей на базе двух методов решения уравнения Пуассона. Данная схема была адаптирована для расчетов на ЭВМ с общей оперативной памятью.
3. Создан универсальный программный комплекс для моделирования газодинамических процессов на декартовой и цилиндрической расчетных сетках на ЭВМ с массивно-параллельной архитектурой. В рамках этой работы проведено сравнение эффективности и выявлены наиболее оптимальные параметры вычислительных кластеров.

Результатом работы стал набор универсальных компьютерных программ, позволяющих с точки зрения многомерных расчетов, изучать эволюцию различных звездно-газовых систем. Основное внимание в последующих главах будет уделено астрофизическим приложениям данного комплекса в контексте изучения физических процессов в дисковых галактиках, происходящих на различных пространственных и временных масштабах.

Глава 2

Наблюдаемые проявления спиральной структуры в галактиках

2.1. Введение: особенности динамики газа в окрестности спиральных рукавов

По современным данным наблюдений большая часть (около 70%) ближайших к нам галактик поля являются спиральными [53]. Их отличительной особенностью является повышенная яркость спиральных структур, которые образуют разнообразные по своим характеристикам подклассы: так различают галактики с центральной перемычкой (SB), галактики с хаотическим многорукавным узором (Ir) и наконец галактики с яркой правильной двухрукавной спиральной структурой («grand design», галактики). Однако, вид галактической спиральной структуры для выбранной галактики может отличаться в различных спектральных диапазонах. Кроме непосредственно морфологической характеристики, определяющей классификацию спиральных галактик, существуют косвенные, но дающие много информации, проявления спиральных структур. Такие источники данных особенно важны в понимании структуры нашей Галактики, внешний вид, и, соответственно, морфологический тип которой пока напрямую установить не представляется возможным. Не вдаваясь в детали механизмов формирования галактических спиральных структур (этому посвящена Глава 3), далее будут рассмотрены наиболее важные наблюдаемые проявления спиральной структуры.

Существенные достижения в понимании феномена спиральной структуры были сделаны при изучении динамики межзвездного газа. Так еще в рабо-

тах [54, 55] было предсказано наличие галактической ударной волны (ГУВ) — сжатия газа вдоль внутренней кромки спиральной волны. В дальнейшем сценарий образования ГУВ обсуждаются как в численных [56], так и в аналитических моделях [57]. Главным результатом подобных исследований стало выяснение картины формирования стационарной ударной волны при сверхзвуковом течении межзвездного газа сквозь гравитационную потенциальную яму спирального рукава. Движение облаков межзвездной среды сквозь спиральный рукав сопровождается их сжатием на фронте ГУВ. При определенных условиях это может приводить к их коллапсу под действием гравитационной неустойчивости с последующим образованием звезд и их скоплений. Сжатие газа в окрестности спирального рукава инициирует фазовый переход от теплой межоблачной среды к холодным облакам [58–60], в которых происходит образование H_2 и других более сложных молекул.

Одним из наиболее заметных проявлений спиральной структуры во внешних галактиках являются темные пылевые прожилки вдоль внутренней кромки рукава на оптических изображениях галактик. Считается, что пылевые полосы возникают там, где межзвездная пыль отслеживает положение ГУВ [61]. Стоит отметить, что этот эффект наблюдается и в галактических барах [62, 63]. Поскольку в межзвездной среде выполняется условие вмороженности магнитного поля в газ, то сжатие газа на фронте ГУВ также приводит к усилению магнитного поля. Это приводит к локальному увеличению интенсивности синхротронного излучения в спиральных рукавах [64]. В тоже время упорядоченность линий магнитного поля (преимущественная направленность вдоль рукавов) обуславливает поляризацию излучения, прежде всего на пылевых частицах [65]. Повышение концентрации газа, сопровождается коллапсом отдельных облаков и рождением молодых горячих звезд (O-, B-классов), которые хорошо отслеживаются на ультрафиолетовых фотографиях спиральных галактик. Естественным последствием рождения звезд в спи-

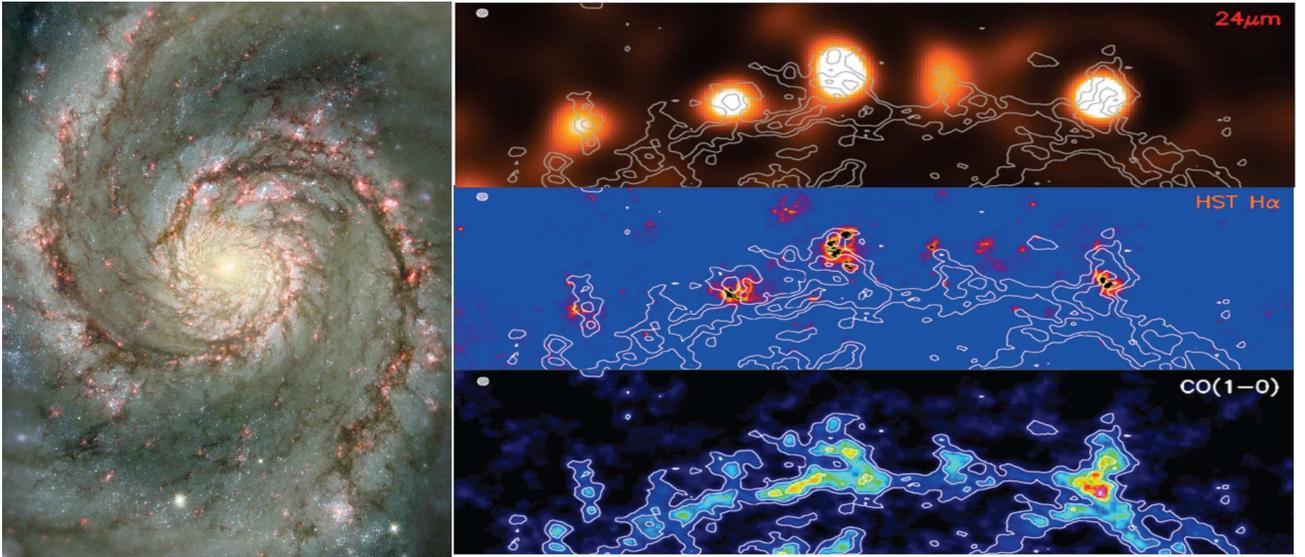


Рис. 2.1. Слева: оптическое изображение спиральной галактики М51. Справа: северный рукав М51 в различных спектральных диапазонах [66].

ральных рукавах, является наблюдаемый градиент возрастов звезд поперек спирального рукава, формирующийся при «отставании» молодых звезд от вращающейся спиральной волны. Анализ относительного пространственного распределения излучения полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), областей HII, CO (переход 1-0) и H α показывает, что комплексная картина всех процессов происходящих в окрестности спиральных рукавов может быть гораздо сложнее (см. рис. 2.1) [66].

Характерной мелкомасштабной особенностью большинства галактик с глобальным правильным спиральным узором являются шпурсы (spurs), т.е. уплотнения газа, отходящие от спирального рукава почти перпендикулярно или пересекающие его. Типичная длина этих образований лежит в пределах $\sim 100 - 1000$ пк. Такие структуры часто называют feathers в смысле «оперение», «выступ», «гребень». Обычно под шпурами понимают и более мощные и развитые структуры, непосредственно примыкающие к основной части спирального рукава (положению ударной волны), под оперением — более слабые

и протяженные структуры, отчасти являющиеся продолжением шпуров (см. рис. 2.1). В некоторых случаях оперение почти смыкается с соседним спиральным рукавом. По всей видимости следует считать оба типа таких структур, проявлениями одного явления [67, 68]. Мы ниже будем называть все указанные характерные особенности спиральной структуры шпурами, понимая под этим термином существенные отклонения от гладкого профиля спиральных рукавов на малых и средних масштабах. Наиболее важным наблюдаемым проявлением шпуров является повышенная интенсивность звездообразования [69, 70].

Следует отметить, что крупномасштабные детали, проявляющиеся в фоновом галактическом радиоизлучении и мягком рентгене также называют шпурами [71], которые более протяженны, и выходят за пределы плоскости галактического диска (Северный Полярный Отрог, Арка Кита, Петля III и Петля IV). Их связывают с остатками вспышек сверхновых, и эти структуры в данной работе не рассматриваются.

В большинстве ближайших спиральных галактик наблюдаются развитые системы шпуров, например, в NGC 628, NGC 1232, NGC 3031, NGC 3184, NGC 4321, NGC 5194, NGC 5236, NGC 5457, NGC 4725, NGC 7424, IC0342. Изучение шпуров существенно осложняется сильной неоднородностью пыли в области спиральных рукавов, которая одновременно выступает в качестве одного из индикаторов самих шпуров. В некоторых галактиках указанная особенность проявляется достаточно слабо, например, в NGC 1097, NGC 4622, NGC 4921, NGC 1512 (у внешних спиралей). У нашей Галактики ситуацию следует считать неопределенной — см. обсуждение, например, в работах [72], [73]. Но в целом, нарушение гладкости спирального узора следует считать характерной особенностью спиральных галактик, хотя количественные различия существенны и трудно ожидать, что все они могут быть объяснены одним универсальным физическим механизмом.

В литературе выделяют различные типы шпуров и механизмы их образования, например, в работах [69], [74] их связывают с различными особенностями образования и кинематики молодых звезд, небольших квазипериодических смещений отдельных фрагментов рукавов относительно друг друга. Возможность развития гидродинамических неустойчивостей как объяснение мелкомасштабных возмущений спирального узора обсуждалась в [75]. Их формирование связывают также с магнитогидродинамическими эффектами, самогравитацией массивного комплекса или резонансными явлениями (например, [76], [77], [78], [79]).

2.2. Полигональные структуры (ПС)

2.2.1. Наблюдательные свидетельства ПС

Гладкие правильные спиральные рукава у галактик типа “grand design” встречаются крайне редко. Как уже отмечалось в предыдущем параграфе, глобальный спиральный узор характеризуется большим числом различных неоднородностей на мелких и средних пространственных масштабах, таких как шпуров [80–83], оперения [84], ветвления и утолщения ветвей, квазипериодические звездно-газовые комплексы вдоль рукавов [85, 86]. Интересно, что мелкомасштабная неоднородность вдоль азимутального угла ярко проявляется и у кольцеобразных структур, как в случае NGC 7742, NGC 7217 [87]. Более крупномасштабной особенностью спирального узора являются так называемые вереницы или полигональные структуры, под которыми будем понимать последовательности достаточно протяженных почти прямых отрезков, образующих спиральный узор многих галактик [88, 89]. На такие объекты впервые обратил внимание Б.А. Воронцов-Вельяминов, назвав их вереницами (rows) [90, 91]. В ряде работ А.Д. Чернин с коллегами подробно рассмотре-

ли свойства полигональных структур (ПС) для близких галактик [35, 92–94] и нашей Галактики [95]. Имеются указания на наличие спрямленных фрагментов спиральной структуры у М31 [86]. Возможно, сходную природу имеет так называемая «гексогональная» форма у некоторых внутренних кольцеобразных структур галактик [96].

Полигональные структуры обнаруживаются не только в оптическом диапазоне по скоплениям молодых звезд, но и по распределениям межзвездного газа HI, пыли, интенсивности синхротронного излучения, УФ-излучения и линии H_α . Между тем спиральные рукава, образованные старыми звездами, выглядят более гладкими по изображениям галактик в инфракрасном диапазоне. На рисунке 2.2 схематично показаны полигональные структуры для ряда наблюдаемых объектов.

Отметим наиболее характерные особенности полигональных структур по данным наблюдений (см. цитированные выше в этом разделе работы):

1. Для выборки ближайших галактик, построенной в [97], число объектов с ПС превышает 200, что составляет около 5 – 10% от общего числа галактик с глобальной спиральной структурой.
2. Среднее значение угла между соседними прямыми сегментами по данным наблюдений равно $\langle \alpha \rangle \simeq 120^\circ$. Разброс величин лежит в пределах $100^\circ \lesssim \alpha \lesssim 145^\circ$. Длина таких сегментов в среднем растет пропорционально расстоянию до центра галактики.
3. Полигональные структуры имеются, как в SB-галактиках, так и в системах без центральной перемычки, но преимущественно у объектов более позднего типа (Sbc, Scd).
4. Относительное содержание газа значительно $M_{HI}/L \simeq 0,2 - 0,4$, но возможны исключения, например, для NGC 4548 всего $M_{HI}/L \simeq 0,04$ [35].

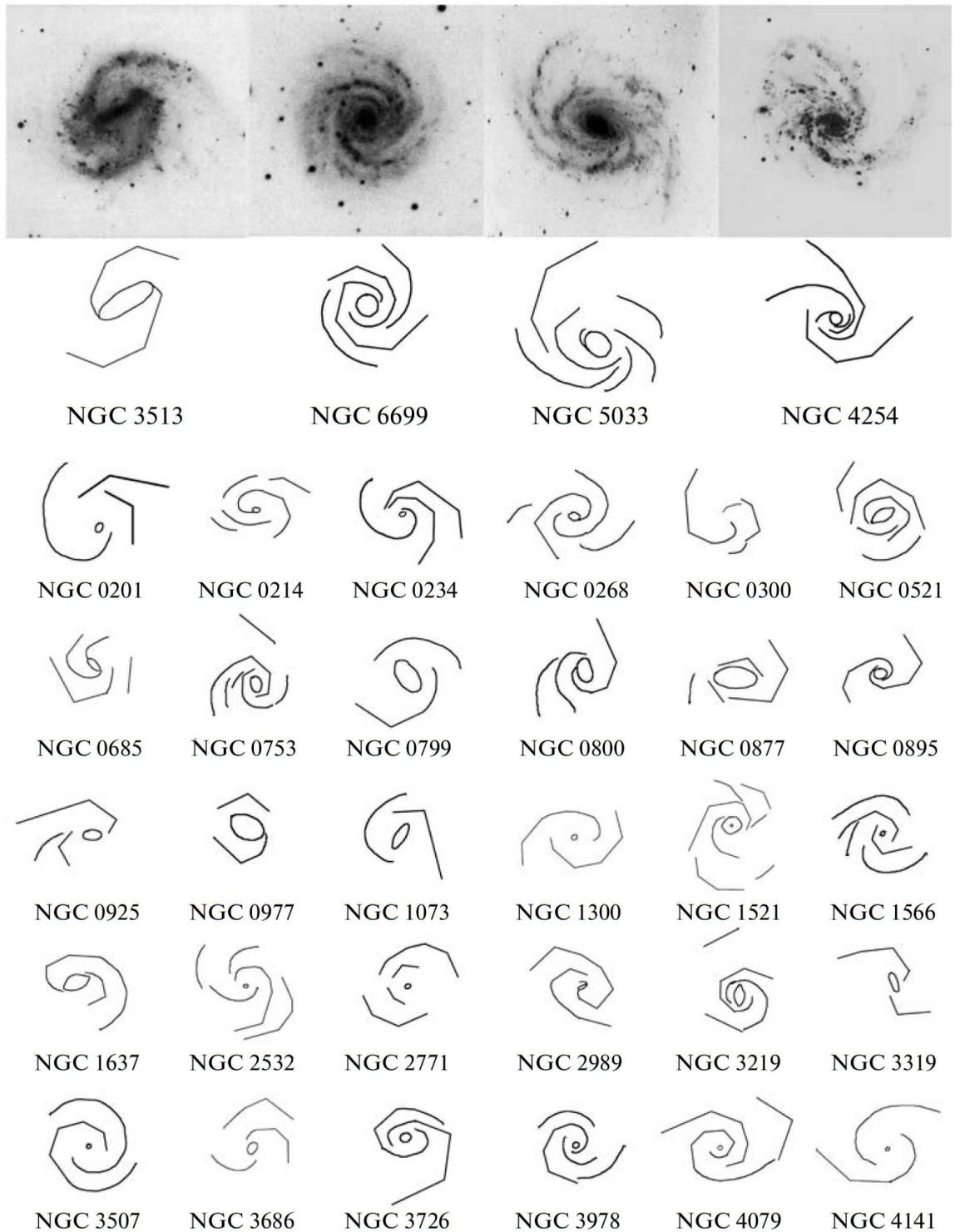


Рис. 2.2. Новые галактики с полигональными структурами. Верхний ряд — фотографии HST, второй ряд — схематические изображения галактик первого ряда, остальные схемы галактик приводятся без фотографий.

5. Оценки скорости вращения для рассмотренных галактик не очень надежны, поскольку диски имеют ориентацию близкую к «плашмя», но

в целом, максимальные значения скорости вращения (в области плато) превышают 150 км с^{-1} .

6. Среди объектов с ПС наблюдается повышенная доля взаимодействующих галактик.
7. Число верениц на рукавах, выделяемых у различных объектов, лежит в пределах $n_{row} = 1 \div 9$, и среднее число в выборке составляет три вереницы.

Помимо галактик с большим числом прямолинейных фрагментов спиралей для спиральных ветвей, у ряда галактик можно выделить отдельные изломы (один – два) лишь у одной спирали галактики.

Предложено несколько физических механизмов, способных вызвать образование выпрямленных сегментов спиральных рукавов галактик. Согласно гипотезе, предложенной в работе [98], наличие полигональных структур связано с проявлением резонансов в динамике звездного населения. В работах [35, 95] предложен альтернативный механизм формирования полигоналей, в соответствие с которым выпрямленные сегменты спиралей возникают в результате развития неустойчивости фронта галактической ударной волны (УВ), которая приводит к его фрагментации на плоские участки. Действительно, в работе [99] в рамках двумерных гидродинамических расчетов невращающегося газа было показано, что при протекании газа через искривленную потенциальную яму фронт плоской ударной волны в случае косоного натекания разбивается на отдельные фрагменты, и имеет место эффект выхода ударной волны из потенциальной ямы. Таким образом, наблюдаемое спрямление сегментов спиралей в галактиках может иметь гидродинамическую природу. Тем не менее, целый ряд физически важных факторов остался за рамками численных расчетов, проведенных в [99].

По традиции спиральный узор в SB-галактиках связывают с неосесимметричным возмущением, создаваемым центральной звездной переемычкой (баром или овалом). До последнего времени в предположении о стационарности системы считалось, что кинематика спиральной структуры определяется вращением бара, твердотельно вращающегося с угловой скоростью Ω_{bar} . Если радиус коротации бара r_{cb} находится вблизи его концов, то вблизи находится и коротация спиралей $r_{cs} \simeq r_{cb}$. Тем самым, угловая скорость твердотельного вращения спирального узора Ω_s везде больше скорости вращения диска $\Omega(r)$, т.е. $\Omega(r) = V(r)/r < \Omega_s$. Отдельно стоит вопрос о полигональных структурах в галактиках с центральным баром. Для этого можно использовать выборку галактик OSUBGS, для которой в работах [100, 101] определены положения радиусов коротации r_c . В результате проведенного в работе [101] анализа, показано наличие более чем у 60% галактик внешнего коротационного радиуса r_c , который находится за пределами видимой спиральной структуры $\mathcal{R} = r_c/r_{bar} \gtrsim 2$. Это указывает на медленное вращение по крайней мере внешних спиральных рукавов $\Omega_s < \Omega(r) = V/r$.

Оценки положения относительного радиуса коротации $\mathcal{R} = r_c/r_{bar}$ для 38 SB-галактик из OSUBGS в работе [100] показывают, что у заметной части галактик величина $\mathcal{R} = r_c/r_{bar}$ заметно превосходит 1. Так для NGC 289, NGC 578, NGC 1187, NGC 3726, NGC 4051, NGC 4995, NGC 6384, $\mathcal{R} = r_c/r_{bar} = 1.8 - 3.4$. Известны и другие примеры такого рода объектов: $\mathcal{R}_{NGC3081} = 2.2$ [102], $\mathcal{R}_{NGC0925} = 3.1$ [103]. По результатам работы [104] можно выделить галактики NGC 5247, NGC 4321, NGC 4622, NGC 1073, у которых внешний радиус коротации располагается вне спиральной структуры или на ее периферии. Анализ изображений галактик OSUBGS с $\mathcal{R} \gtrsim 2$ из перечисленных выше работ показывает, что у NGC 1187, NGC 1385, NGC 3513, NGC 3686, NGC 4145, NGC 4902, NGC 5334, NGC 7418 имеются вереницы.

Особенностью ряда галактик с баром являются вереницы, непосредствен-

но начинающиеся от конца бара образуя кольцеобразную спираль, которая уходит к другому концу перемычки. Типичными представителями являются NGC 1097, NGC 2523, NGC 4902.

Необходимо отметить наличие теоретических моделей спиральной структуры, указывающие на периферийное положение радиуса коротации [98]. Такие модели, основанные на резонансе 4:1, позволяют описывать наблюдаемые особенности спиральных галактик [105]. Вывод о наличии радиуса коротации на периферии спирального узора у заметного числа галактик является существенным для анализа полученных в данной работе результатов численного моделирования, поскольку наиболее просто спрямление ударной галактической волны происходит в случае медленного вращения спирального узора, когда коротация располагается на периферии диска.

2.2.2. Газодинамическая модель и критерий формирования ПС

Математическая модель. Течение газа во внешнем потенциале звездного диска и темного гало описывается уравнениями классической газовой динамики. Будем предполагать, что газ является идеальным и политропным с показателем адиабаты близким к единице, $1 < \gamma < 1.1$.

Следуя работам [83, 106, 107] внешний потенциал представим в виде суммы двух частей: осесимметричной Ψ_0 , которая обусловлена гало и осесимметричным распределением вещества в звездном диске, и неосесимметричной Ψ_1 , связанной с волной плотности в звездном диске. Тогда для потенциала запишем

$$\Psi(r, \varphi, z) = \Psi_0(r, z) \cdot [1 + \varepsilon_0 \Psi_1(\xi_b) \cos \Theta_p], \quad (2.1)$$

где

$$\Psi_1 = \frac{\xi_b^2}{(1 + \xi_b^2)^{3/2}}, \quad (2.2)$$

$$\xi_b = \sqrt{(r/b)^2 + (z/h_*)^2}, \quad (2.3)$$

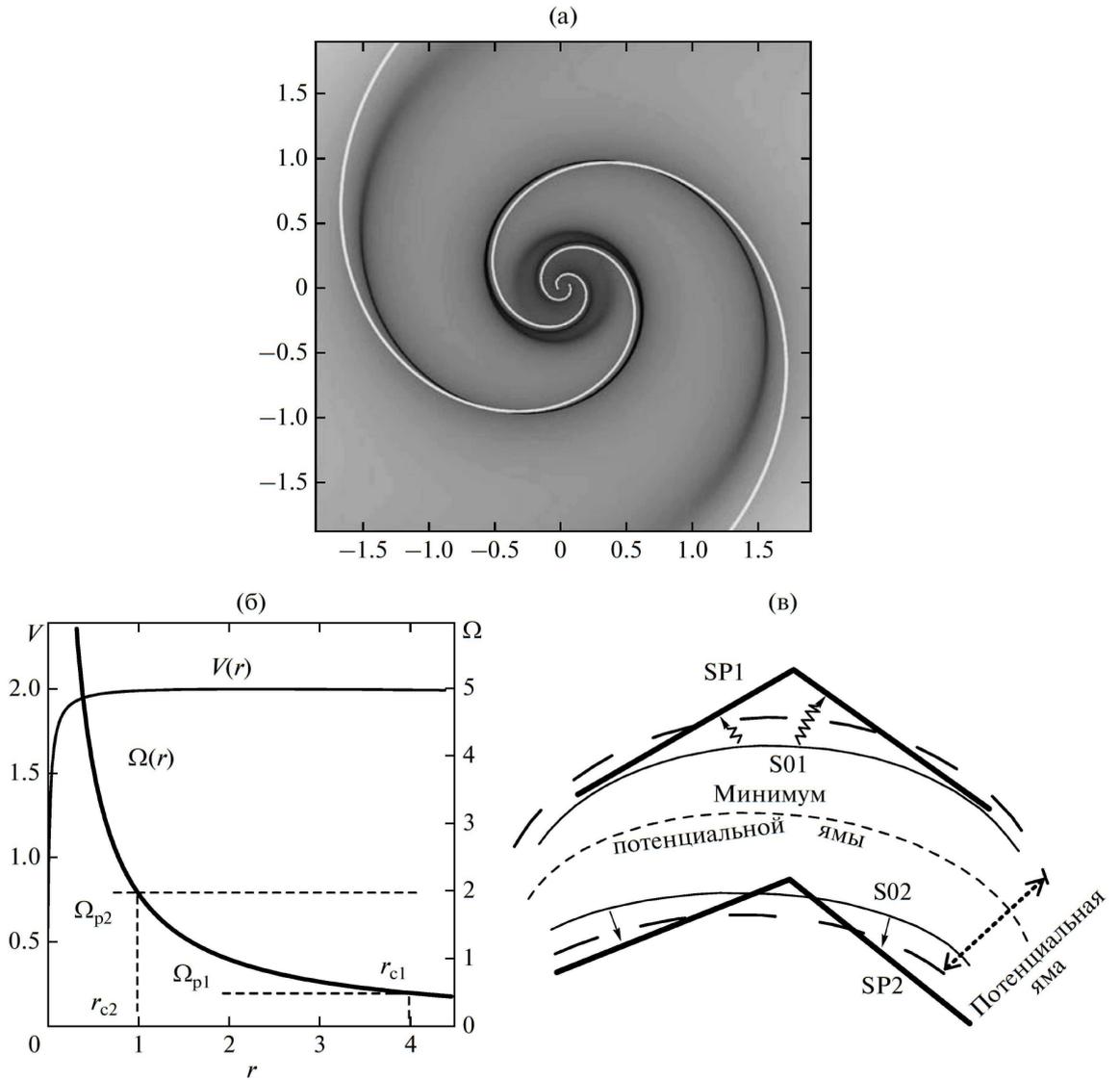


Рис. 2.3. а) Положение ударной волны в потенциальной яме спиральной волны плотности (белая сплошная линия определяет положение минимума потенциальной ямы для уравнения (2.1)). Радиус коротации $r_c = 1$. б) Радиальные зависимости скорости вращения $V(r)$ и угловой скорости $\Omega(r)$ для газа. Для угловой скорости Ω_{p1} коротация находится на периферии диска ($r_c = 4$). Случай Ω_{p2} и r_{c2} соответствует рисунку 2.3а. в) Схема расположения ударных волн в спиральной волне плотности

$$\Theta_p = m \left[\varphi - \varphi_p(r_0) + \Omega_p t - \frac{\ln(r/r_0)}{\operatorname{tg} i} \right], \quad (2.4)$$

b , h_* — соответственно радиальная и вертикальная шкалы, m — количество спиралей, i — угол закрутки спиралей, Ω_p — угловая скорость вращения спирального узора, ε_0 характеризует глубину потенциальной ямы волны. В рас-

четах были приняты безразмерные значения: $b = 1$, $h_* = 0.1$, $r_0 = 0.9$. Потенциал темного гало $\Psi_0(r, z)$ обеспечивает кривую типа «плато» на больших расстояниях от центра диска.

Система уравнений (1.1)–(1.3) интегрировалась численно в системе координат, вращающейся со скоростью спирального узора Ω_p , с учетом внешнего гравитационного потенциала (2.1). Типичный размер вычислительной области в двумерных моделях составлял 15×15 в декартовой системе координат, а в полярной системе координат внешняя граница располагалась на радиусе $r_{\max} = 7$. Для исключения численных граничных эффектов, в фиктивных ячейках расчетной области в течении всего времени расчета значения параметров газа полагались равными аналитическим, либо предполагалось, что газовый диск погружен в вакуум (см. параграф 1.1).

В начальный момент времени предполагалось, что поверхностная плотность газа имеет степенной вид:

$$\sigma(r, t = 0) = \frac{1}{[1 + (r/L)^2]^{5/2}}, \quad (2.5)$$

где $L \simeq 1 \div 2$ — пространственный масштаб, и выполняется условие изэнтропичности:

$$p(r, z, t = 0) = K_s \cdot \varrho^\gamma(r, z, t = 0), \quad K_s = \text{const}. \quad (2.6)$$

Радиальные профили физических параметров течения в экваториальной плоскости $z = 0$ определялись из условия осесимметричности и равновесности газового диска. Для трехмерных моделей предполагалось, что диск также находится в состоянии гидростатического равновесия в вертикальном направлении.

Расчетные сетки характеризуются числом ячеек в радиальном N_r , азимутальном N_φ и вертикальном N_z направлениях. Для 2D-расчетов использовалось несколько групп моделей с $N_r = 500 \div 2400$, $N_\varphi = 360 \div 1080$. В 3D-расчетах параметры численной сетки: $N_r = 1000$, $N_\varphi = 360$, $N_z = 400$. В лучших

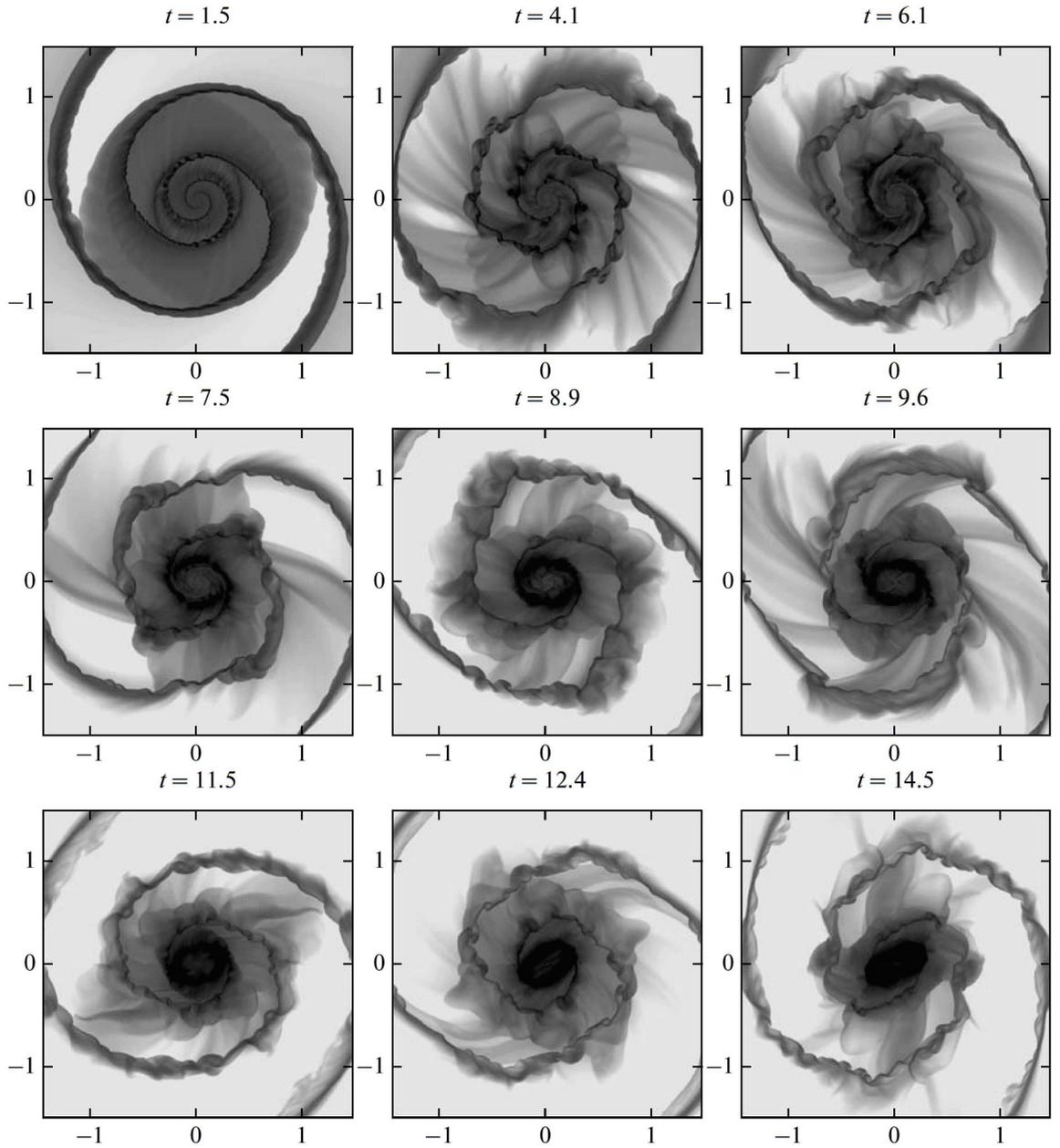


Рис. 2.4. Эволюция газового диска в модели с $i = 15^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.15$. Логарифм поверхностной плотности в различные моменты времени t .

моделях соответствующее пространственное разрешение достигает в приложении к типичной галактике ~ 20 пк, угловое разрешение — $\Delta\varphi = (1/3)^\circ$.

Основными параметрами численных моделей являются амплитуда возмущений ε_0 , отвечающая за глубину спиральной потенциальной ямы, скорость вращения спирального узора Ω_p , скорость звука $c_s \simeq \sqrt{K_s}$ в области плато кривой вращения, угол закрутки спиралей i .

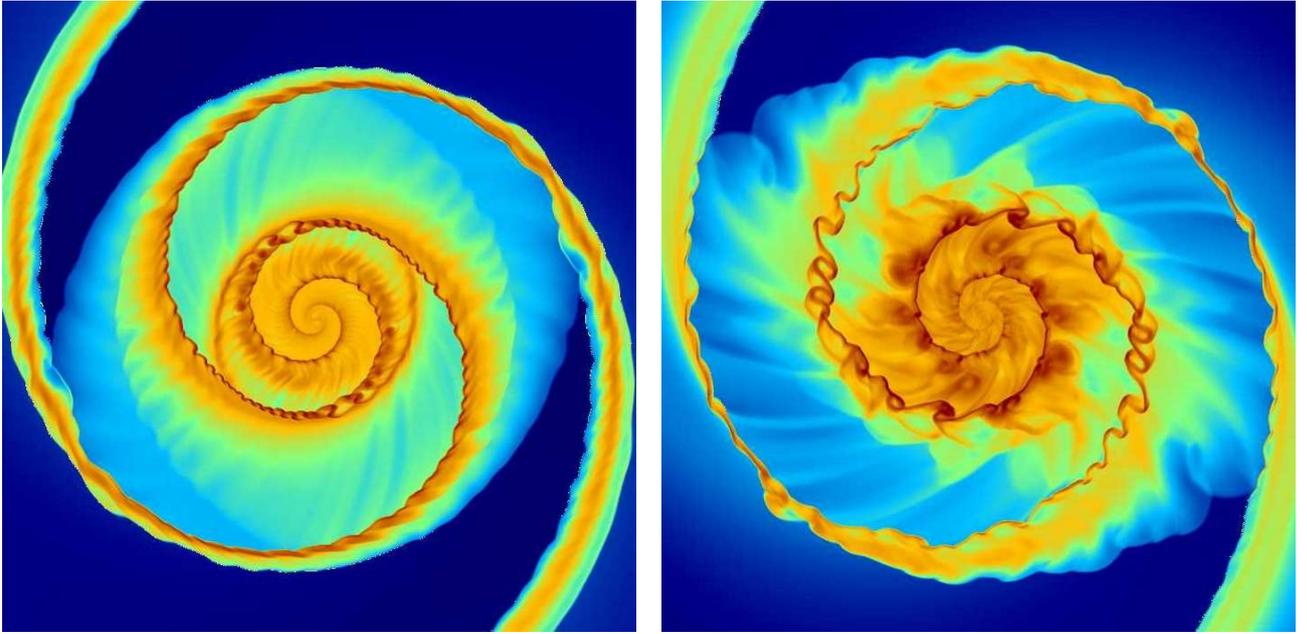


Рис. 2.5. Модель с $\varepsilon_0 = 0.15$, число Маха $M_0 = 30$, $i = 15^\circ$, $r_c = 4$ слева — начальная стадия развития гофрировочной неустойчивости. Справа — стадия развитых шпуров.

Численные эксперименты. Результаты численного моделирования позволяют выделить несколько стадий эволюции газового диска, в процессе которой наблюдается формирование полигональных структур (рис. 2.4).

На первой стадии происходит формирование гладких спиральных ударных волн на одном из склонов потенциальной ямы (аналогично работе [99]): внутри радиуса коротации (рис. 2.3) эти ударные волны расположены на передней, по отношению к натекающему газу, кромке спиральной потенциальной ямы (линия $S01$ на рис. 2.3в), создаваемой звездными волнам плотности, за пределами радиуса коротации ударные волны находятся на задней кромке потенциальной ямы (линия $S02$).

На второй стадии ($t > 2 \sim 3$) из-за гофрировочной неустойчивости УВ происходит достаточно быстрое развитие мелкомасштабных возмущений, приводящих к появлению шпуров (рис. 2.5). Мелкомасштабные нерегулярные особенности на рис. 2.4 хорошо прослеживаются начиная с $t = 3.8$. Данная стадия при определенных параметрах может отсутствовать. На рис. 2.5 хоро-

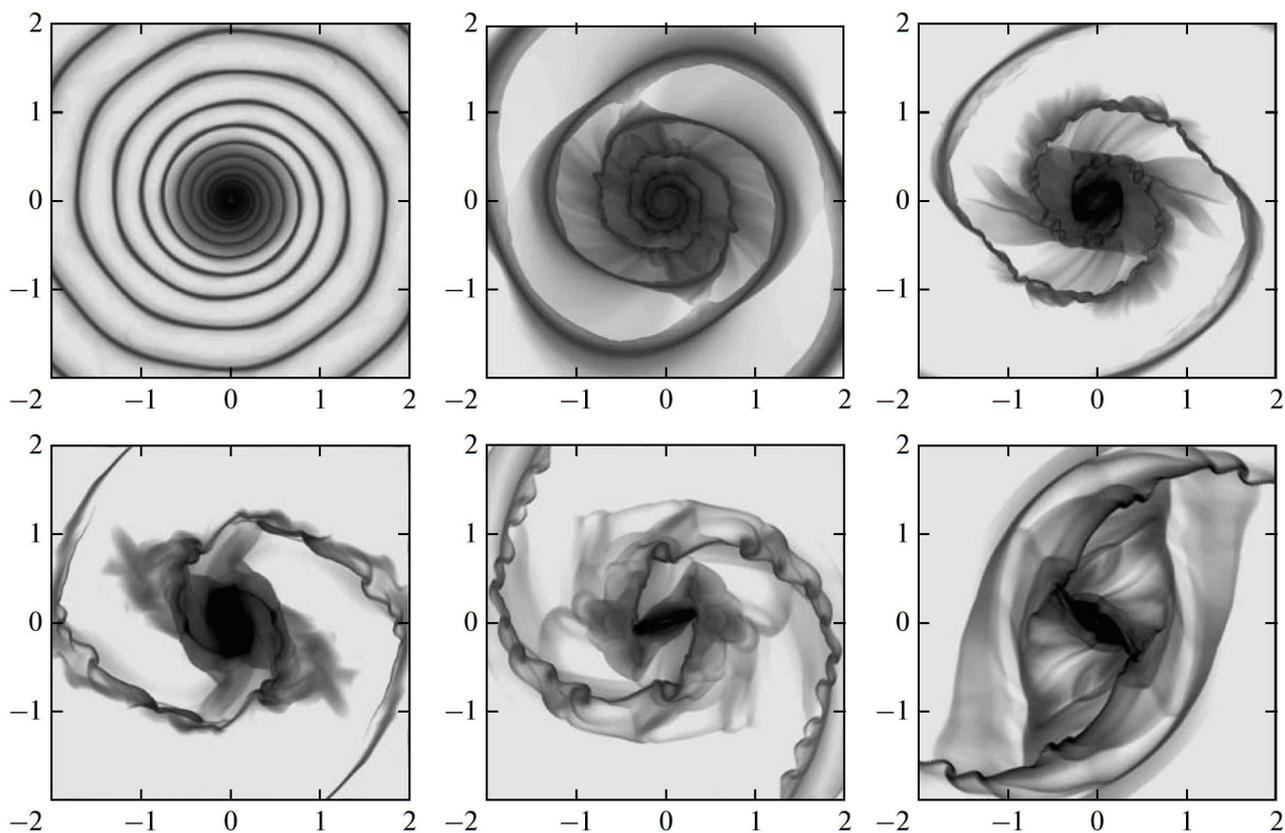


Рис. 2.6. ПС в моделях с $\varepsilon = 0.1, M_0 = 30, r_c = 4$ при различных значениях угла закрутки $i = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ (верхний ряд); $i = 20^\circ, 30^\circ, 50^\circ$ (нижний ряд).

шо видны «узлы» плотности из последовательности которых состоит нелинейная волна и «рыбьи плавники», отходящие от спиральной волны под углом близким к 90° . Отметим, что формирование шпуров (классическими примерами являются М51 и М81) в результате развития нелинейной стадии гофрировочной неустойчивости рассматривалось в работах [106, 108].

На третьей стадии ($t > 4$) наблюдается эффект выхода спиральной ударной волны из потенциальной ямы и при определенных условиях, о которых речь пойдет ниже, возникает выпрямление сегментов ударных волн, приводящее к образованию полигоналей (верениц) в газовом диске (см. рис. 2.3в, 2.4). Такие прямые фрагменты в целом повторяют геометрию спиральной волны плотности звездной компоненты, которая определяется неосесимметричной частью (2.1). Особенностью эволюции спиральной структуры представляется

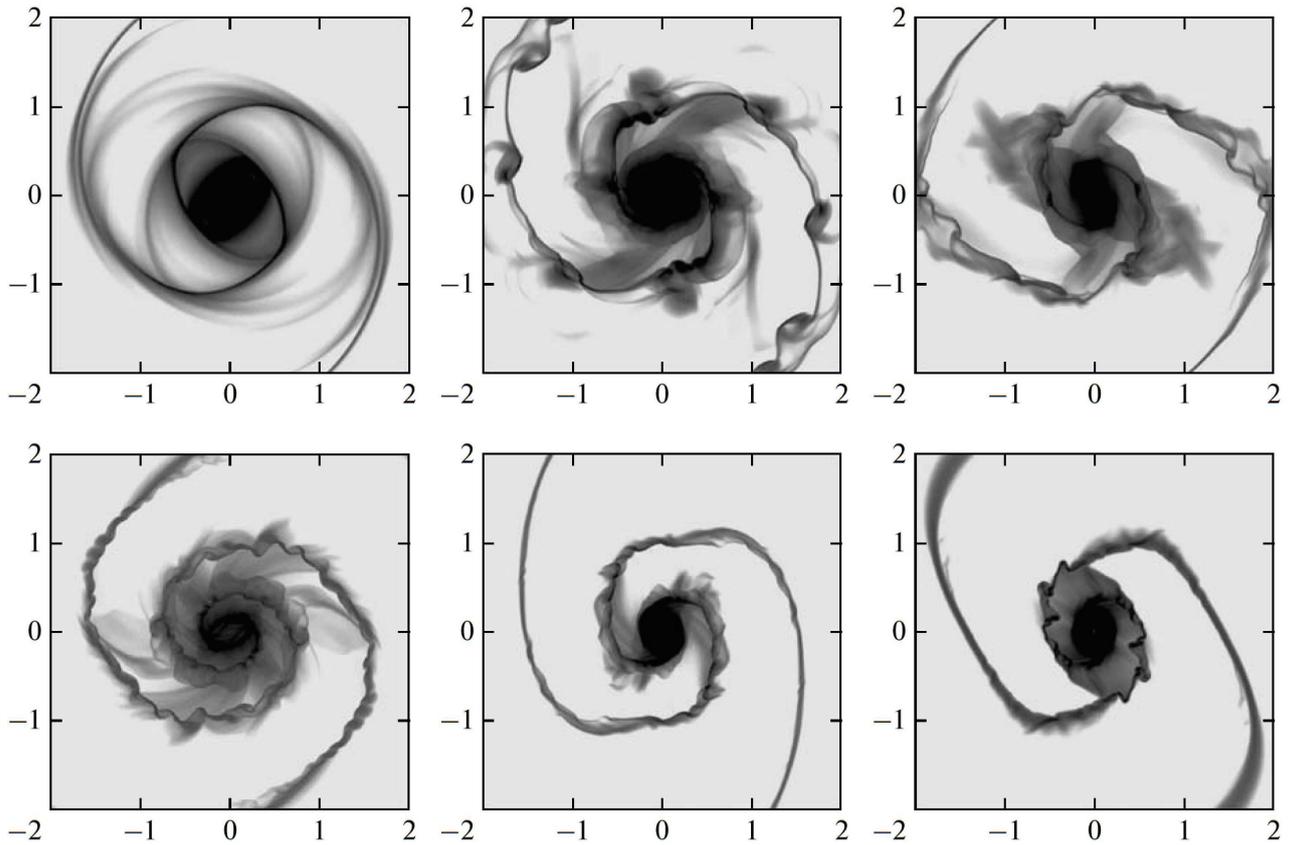


Рис. 2.7. Модели с $i = 20^\circ$, $M_0 = 30$, $r_c = 4$ при различных значениях $\varepsilon = 0.01, 0.05, 0.1$ (верхний ряд); $\varepsilon = 0.15, 0.2, 0.3$ (нижний ряд).

ее нестационарный характер — картина верениц не стационарна, ее дополнительно усложняет система шпуров, свойства которых меняются на коротких временах по сравнению с периодом обращения.

Выход УВ из потенциальной ямы в построенных моделях оказывается возможным только в случае, когда УВ находится на внешнем склоне ямы (см. $S01$ на рис. 2.3в) — происходит переход в положение $SP1$. С внутреннего склона потенциальной ямы переход ударной волны $S02$ к полигональной геометрии $SP2$ оказывается невозможным. Первая ситуация ($S01 \rightarrow SP1$) соответствует внешнему радиусу коротации r_{c1} (см. рис. 2.3б), а вторая — быстрому вращению спирального узора с r_{c2} . Таким образом, в рамках нашей только гидродинамической модели необходимым условием возникновения ПС является положение радиуса коротации на периферии диска.

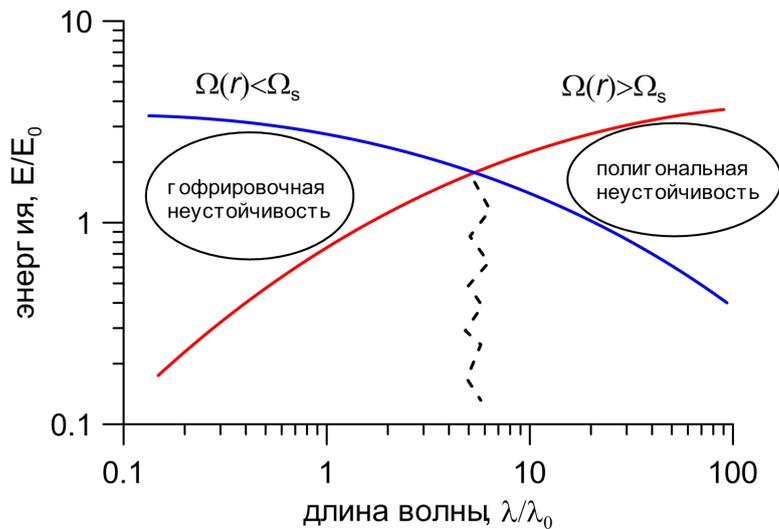


Рис. 2.8. Схематическое представление распределения энергии в спектре возмущений, характерны для развития мелкомасштабной гофрировочной неустойчивости (синяя линия) и полигональных структур (красная линия).

По всей видимости, в общем случае неустойчивость ударной волны в спиральном потенциале по-разному проявляется для возмущений различной длины волны (рис. 2.8). Полигональная неустойчивость является длинноволновым проявлением этой гидродинамической неустойчивости, гофрировка УВ и образование шпуров (см., например, рис. 2.5) — коротковолновая. При медленном вращении спирального узора преимущество получают длинноволновые возмущения, которые образуют вереницы, при этом однако мелкомасштабные тоже присутствуют но не определяют глобальную динамику системы. Такая качественная картина нуждается в подтверждении в рамках анализа устойчивости газодинамической системы, который осложняется неоднородными распределениями физических величин и нелинейностью процессов.

Для выявления зависимости характера эволюции от угла закрутки спиралей построена серия моделей с различными значениями i (рис. 2.6). При любых значениях i в численных экспериментах можно выделить промежутки времени с ярко выраженными вереницами даже для небольшой амплитуды волны звездной плотности $\varepsilon_0 = 0.1$. Причем при малых углах закрутки (см.

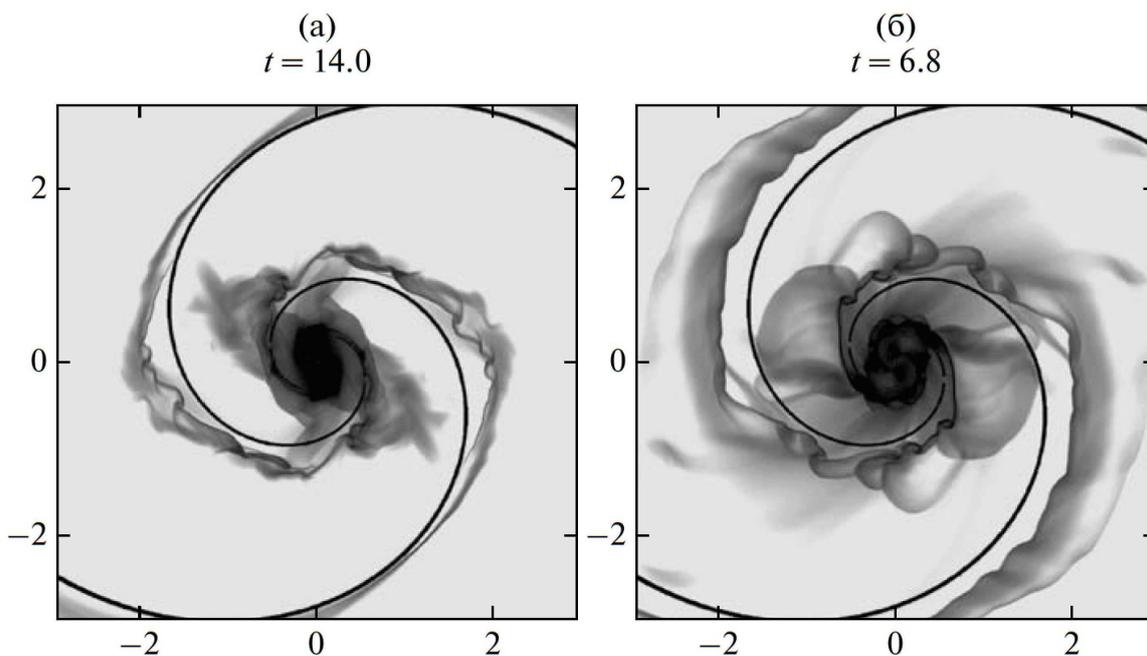


Рис. 2.9. Положение ПС относительно минимума потенциальной ямы от спирального рукава звездной компоненты (сплошные линии). Модели с $M_0 = 30$, $i = 20^\circ$, $\varepsilon = 0.1$, $\Omega_p = 0.5$ (справа), $\Omega_p = 0.1$ (слева).

случай $i = 5^\circ$ на рис. 2.6) формирование ПС не сопровождается развитием гофрировочной неустойчивости.

Другой пример — амплитуда спиральной волны плотности звезд ε_0 существенно влияет на особенности формирования спиральной структуры в газовой подсистеме (рис. 2.7). Значение амплитуды спиральной волны звездной плотности сложным образом влияет на эффективность генерации ПС. С одной стороны, мощность волны в газе усиливается с ростом ε_0 . С другой стороны, из неглубокой потенциальной ямы ударной волне проще выйти, что необходимо для образования выпрямленных участков возмущений. Как видим, первый фактор играет более важную роль для формирования полигональных структур. В более глубокой яме (при больших ε_0) получаем более ярко выраженные изломы фронта волны в газовой компоненте. При малой амплитуде $\varepsilon_0 \lesssim 0.03$ вереницы в наших расчетах не образуются.

Характерной особенностью построенных численных моделей является

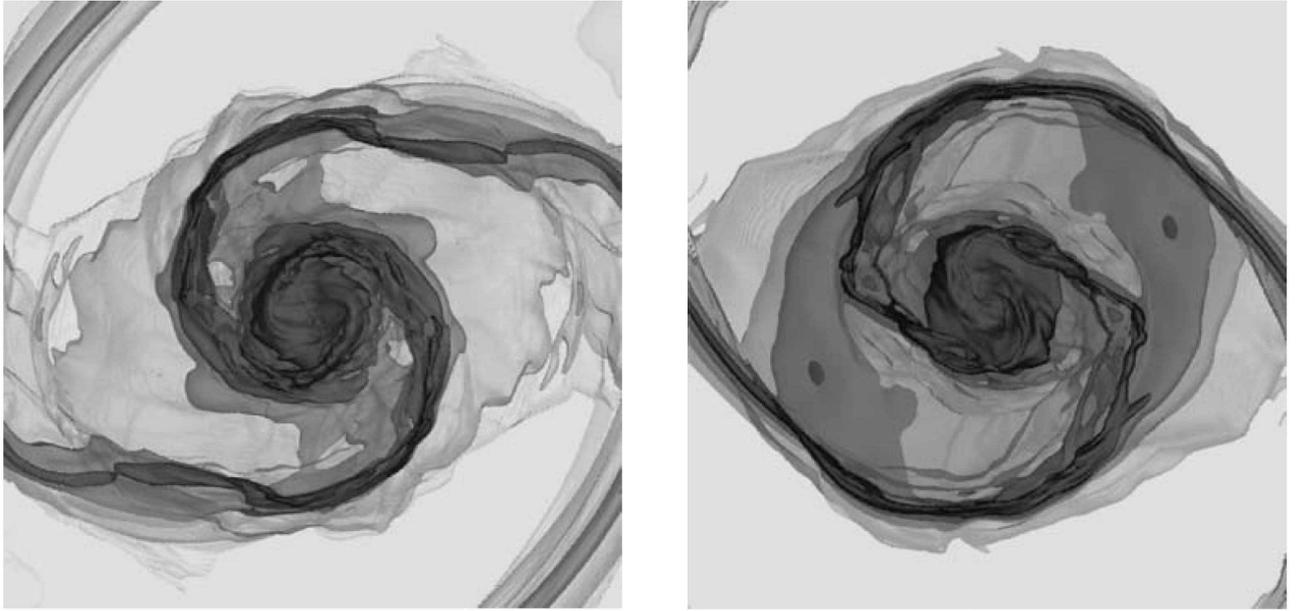


Рис. 2.10. Структура трехмерного газового диска при наличии верениц в два различных момента времени — изоповерхности логарифма объемной плотности.

транзиентный характер полигональных структур. Их параметры (положение изломов, длина верениц, угол между ними и даже их число) изменяются со временем. Полигональная структура, возникнув после выхода УВ из потенциальной ямы, начинает ослабляться, почти исчезая, затем вереницы воссоздаются заново. В случае более глубокой потенциальной ямы вереницы живут на протяжении более длительных промежутков времени. Возникновение полигональных структур обусловлено физикой ударных волн в спиральной гравитационной яме. Построенные модели не являются самосогласованными, поскольку обратное влияние газа на геометрию спирального узора в звездной компоненте не принимается во внимание. В случае такого учета следует ожидать усиление транзиентного характера ПС.

Трехмерное моделирование в цилиндрической системе координат на сетке с разрешением $N_r \times N_\varphi \times N_z = 600 \times 360 \times 200$, $dr \times d\varphi \times dz = 0.01 \times 1^\circ \times 0.01$ в целом подтверждает результаты двумерных моделей (рис. 2.10).

2.2.3. Параметры ПС в численных моделях

Итак, образование выпрямленных сегментов спиральных ударных волн зависит от значений параметров модели.

Во-первых, количество полигоналей зависит от угла закрутки спирали. При малых углах закрутки $i = 5^\circ - 20^\circ$ число выпрямленных сегментов велико (обычно пять-семь и более). В случае больших углов закрутки $i \geq 50^\circ$ число изломов уменьшается до одного-двух.

Во-вторых, образованию полигональных структур способствует медленное вращение спирального узора, при котором радиус коротации находится на периферии диска (см. рис. 2.3). При выполнении $r_c = V(r_c)/\Omega_p < L$ полигональность не наблюдается.

В третьих, на эволюцию газового диска сильно влияет глубина спиральной потенциальной ямы ε_0 . При малых значениях амплитуды возмущений $\varepsilon_0 \leq 0.02$ гофрировочная неустойчивость не развивается, тем не менее, спрямление фронта спиральной ударной волны происходит. В моделях с большими значениями глубины потенциальной ямы $\varepsilon \geq 0.25$ в газовом диске образуются почти стационарные ПС. При этом наблюдается не только эффект выхода ударной волны из потенциальной ямы, но и расщепление спиральной ударной волны на две (иногда более) ветви.

На рис. 2.11 приведены характеристики полигональных структур, полученные на более чем 40 численных экспериментах, в сравнении с данными наблюдений 200 галактик [97]. Вверху изображены гистограммы числа выпрямленных сегментов спиральных рукавов N_g от угла между соседними сегментами α . Как видим, максимум в распределении приходится на угол 120° , что полностью согласуется с данными наблюдений. Количество пар верениц с $\alpha = (120 \pm 2.5)^\circ$ в численных экспериментах составило 30% от общего числа.

Зависимость размера выпрямленного сегмента спирали от галактоцен-

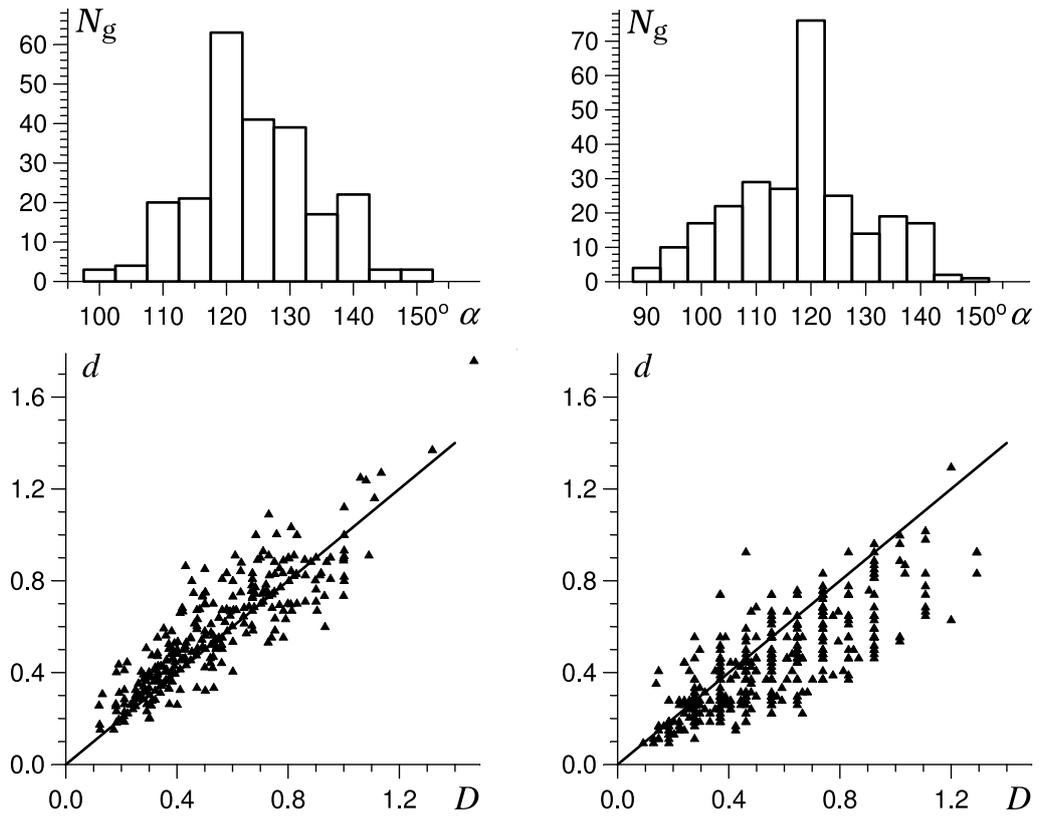


Рис. 2.11. Верхний ряд — гистограммы зависимости числа выпрямленных сегментов от угла между ними; справа — зависимость размера выпрямленного сегмента D от расстояния до центра диска d . Слева: результаты статистической обработки данных наблюдений для выборки галактик [97]. Справа — тоже самое для численных экспериментов.

трического расстояния имеет линейный характер, но угол наклона прямой оказывается несколько отличным от значения, полученного по результатам обработки данных наблюдений в работе [94]. По видимому это связано с тем, что в данных наблюдениях накоплена статистика помимо двухрукавных, о трехрукавных и взаимодействующих галактиках. Необходимо отметить, что рассмотренный в этой Главе механизм образования полигональных структур является чисто гидродинамическим, и связан с неустойчивым положением фронта ударной волны в спиральной потенциальной яме.

2.3. Гигантские молекулярные облака (ГМО) в Галактике

2.3.1. Введение: характерные параметры ГМО в Галактике

Как уже отмечалось выше, молекулярные облака играют значительную роль в процессе звездообразования в Галактике [109], динамике звезд диска и рассеянных скоплений, а также в увеличении со временем дисперсии скоростей звезд диска [110]. Молекулярные облака (МО) представляют собой одну из наиболее крупных подсистем газовой компоненты Галактики [111]. Их массы и размеры варьируются в широких пределах: от долей парсека до сотен парсек и от десятков до миллионов масс Солнца (см., например, [112]). Молекулярные облака в значительной степени определяют структуру и эволюцию Галактики, поскольку все звезды и скопления звезд рождаются в ядрах молекулярных облаков [113–115]. Среди фракции всего молекулярного газа выделяются Гигантские молекулярные облака (ГМО), являющиеся самыми крупными облачными образованиями в Галактике. Размеры ГМО в основном составляют 10 – 50 пк, но встречаются облака размерами до 200 пк и массами $\gtrsim 10^6 M_{\odot}$, что позволяет исследовать физические условия в отдельных ближайших галактиках [116].

Традиционно считается, что динамическое время диссипации гигантских молекулярных облаков меньше периода вращения галактического диска (см., например, [117]). Представления о долгоживущих молекулярных облаках пока надежно не подтверждаются, несмотря на наблюдательные данные по облакам на периферии галактик [118]. Полагая короткое время жизни МО, объяснение большого количества наблюдаемого молекулярных облаков требует наличия эффективных механизмов их формирования в Галактике. Существует две основные теории формирования ГМО. К первой относится объясне-

ние процесса образования ГМО за счет крупномасштабной магнитно-гидродинамической и/или гравитационной неустойчивости в галактическом диске [119–124]. Во втором случае бóльшая роль отводится росту облаков от мелких к крупным за счет столкновений [74, 125–128] или взаимодействия турбулентных потоков (см., например, [129]). Это возможно поскольку при небольшом количестве ГМО в галактике (порядка нескольких тысяч) система ГМО является столкновительной, в отличие от звездного диска. Однако, по всей видимости, все указанные механизмы играют роль в образовании МО в тех или иных условиях, что подтверждается современными компьютерными моделями [130, 131].

В первой части этой Главы многократно упоминалось, что источником крупномасштабного возмущения в галактическом диске является ГУВ [54, 132]. Представленные выше, в этой главе чисто гидродинамические модели показывают, что при этом ГУВ подвержена развитию гофрировочной неустойчивости, являющейся проявлением неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца [67, 106, 133]. Такого рода процессы приводят к дополнительной турбулизации потока [134–136], рождая систему мелкомасштабных шпуров, при некоторых случаях образуя полигональные структуры, обсуждавшиеся в предыдущих параграфах. С другой стороны гравитационная и тепловая неустойчивости (в общем случае термо-химическая) в свою очередь приводят к появлению мелких структур, образующих популяцию молекулярных облаков [68]. Такая сложная картина, к сожалению, не дает возможности выделить роль тех или иных процессов в эволюции ансамбля ГМО.

Изучение физических свойств ГМО имеет долгую историю, как в рамках наблюдений [112, 137–142], так и в численных экспериментах [68, 143–146]. Результаты полученные разными авторами, позволяют выделить наиболее универсальные соотношения между физическими характеристиками молекулярных облаков [147]. Наиболее фундаментальным соотношением является

зависимость «масса — размер», ГМО, которая отражает иерархическую пространственную структуру облаков [148]. Несмотря на богатство современных моделей объяснения этого эмпирического соотношения не найдено.

Морфология молекулярной составляющей газового диска сильно зависит от крупномасштабной структуры галактики, на фоне которой происходит процесс формирования и разрушения МО. Молекулярные облака могут образовывать небольшие группы и крупные цепочки структур, таким образом отражая процессы разрушения крупных облаков на мелкие и одновременно коагуляцию маленьких МО в более крупные. Обширный наблюдательный материал позволяет утверждать, что структура распределения МО в значительной степени отслеживают особенности в распределении звездных структур (спирали, бар и др.) [149]. Поэтому анализ пространственного распределения и кинематики различных ярких выделяющихся структур в газовой компоненте можно использовать для формирования представлений о структуре Галактики в целом. Наиболее ярким примером может служить «Молекулярное кольцо» в нашей Галактике, выводы о наличии и свойствах которого делаются по косвенным признакам [150–152]. Противоречивая картина, возникающая при этом, рассмотрена в работе [34], где предложено интерпретировать наблюдаемые проявления «Молекулярного кольца» в качестве суперпозиции излучения из окрестности бара и основания спиральных ветвей. Таким образом вопрос о существовании реальной материальной кольцевой структуры в диске нашей галактики остается открытым, несмотря на большую распространенность подобных колец во внешних галактиках [153]. Трудность анализа распределения молекулярного водорода состоит в том что он практически ненаблюдаем и все выводы о распределении этого компонента межзвёздной среды получены косвенным образом - в основном путем наблюдений излучения молекулы CO (наиболее обильной молекулы после H₂) [111]. При этом надо иметь в виду, что связь концентраций молекул CO и H₂ (фактор конвер-

сии $X(\text{CO} - \text{H}_2)$) существенно зависит от динамики и локальных физических условий в межзвездной среде [154].

Далее рассмотрена модель формирования ансамбля ГМО в Галактике с целью изучения физических свойств облаков, а также интерпритации структуры Галактики по анализу распределения молекулярного водорода в диске.

2.3.2. Модель газовой компоненты Галактики

Систему уравнений, описывающую динамику смеси химически реагирующих газов можно записать в одножидкостном приближении. Главным отличием от системы уравнений (1.1)-(1.3) является необходимость решать уравнение переноса для каждой компоненты в отдельности. С учетом основных физических факторов, определяющих эволюцию межзвездного газа она примет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \rho \chi_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \chi_i) = \rho s_i, \quad i = 1, \dots, n_s, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \nabla \Psi_{ext} - \nabla \Psi_g, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot ((E + p) \cdot \mathbf{u}) = -\sum_k^{N1} \Lambda_k(n_1, \dots, n_{n_s}, T) + \sum_k^{N2} \Gamma_k(n_1, \dots, n_{n_s}, T), \quad (2.10)$$

где ρ – объемная плотность, p – объемное давление, $\mathbf{u} = (u, v, w)$ – вектор скорости, $\chi_i = \rho_i/\rho$ – массовая доля i -го газа (причем $\sum_{i=1}^{n_s} \chi_i = 1$), s_i – массовая скорость образования/разрушения i -го компонента, определяемая химическими процессами, n_s – количество компонент в газовой смеси (для нашей задачи $n_s = 2$), $E = \rho(e + \frac{\mathbf{u}^2}{2})$, e – удельная внутренняя энергия, $\Lambda_k(n_1, \dots, n_{n_s}, T)$ – скорость объемного охлаждения для определенного процесса излучения, n_i – концентрация i -го компонента, n – полная концентрация газа, $\Gamma_k(n_1, \dots, n_{n_s}, T)$ – скорость объемного нагрева в рамках некоторого

процесса, N_1, N_2 — количество соответственно процессов радиационного охлаждения и нагрева в модели, Ψ_{ext} — внешний гравитационный потенциал, Ψ_g — собственный гравитационный потенциал газа.

При рассмотрении динамики газового диска принципиально учитывать гравитационный потенциал всех основных структур Галактики: спирального узора звездной компоненты, массивного темного гало, звездного балджа и диска. Для галактического газового диска внешний гравитационный потенциал представляет собой суперпозицию поля темного гало, звездного балджа и звездного диска с учетом спиральных ветвей:

$$\Psi_{ext} = \Psi_{halo} + \Psi_{bulge} + \Psi_{disk}. \quad (2.11)$$

Выбор параметров потенциала гало Ψ_{halo} , балджа Ψ_{bulge} и диска Ψ_{disk} был основан на современных данных наблюдения кривой вращения Галактики (см. рис. 2.12) [32]. Максимум кривой вращения восстановленной по кинематике галактических мазеров равен 246 км с^{-1} [32].

В модели гравитационного поля звездного диска был учтен крупномасштабный потенциал спиральной структуры Галактики. Современные данные наблюдений указывают на четырехрукавную структуру спиральных рукавов [33, 155]. В расчетах была использована детальная декомпозиция из работы [156], в которой спиральный потенциал описывается в терминах суперпозиции двух спиральных мод $m = 2$ и $m = 4$, которые в общем образуют четырехрукавный узор. Угловая скорость вращения спирального узора была выбрана равной $\Omega_p = 31 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$, это значение соответствует положению коротационного радиуса в окрестности Солнца. При этом варьирование этого параметра в пределах $18 - 28 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ [156–158] качественно не повлияло на результаты расчетов. Более детально декомпозиция потенциала и способ построения спиральной волны звездного диска рассмотрены в Приложении Б.

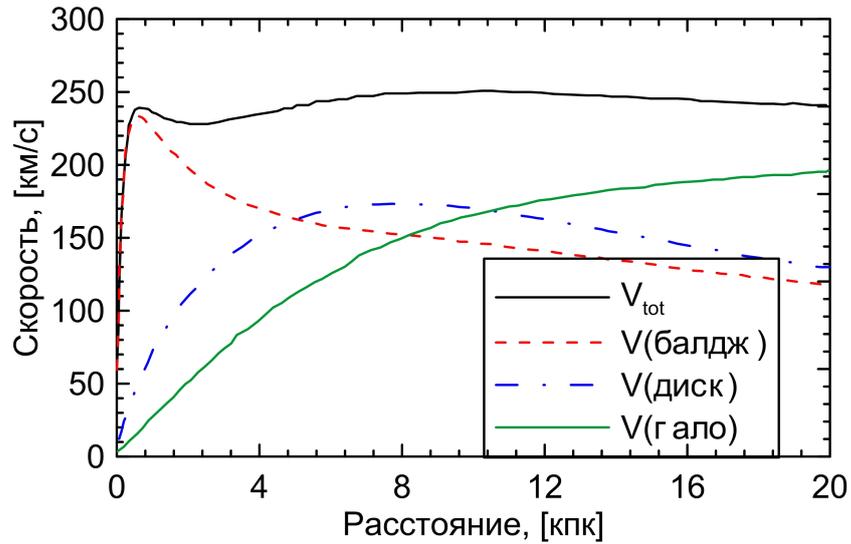


Рис. 2.12. Модельная кривая вращения газовой компоненты в Галактике V_{tot} (сплошная толстая линия). Вклад звездного балджа, звездного диска и темного гало показан различными линиями.

Скорости охлаждения газа рассчитывались параллельно с динамикой газа для каждой расчетной ячейки на каждом гидродинамическом шаге, разбитом на подшаги для корректного расчета температуры. Использование подшагов при решении уравнения теплового баланса:

$$\sum_k^{N1} \Lambda_k(n_1, \dots, n_{n_s}, T) - \sum_k^{N2} \Gamma_k(n_1, \dots, n_{n_s}, T) = 0 \quad (2.12)$$

принципиально для сохранения позитивности численного решения. Для температур меньше и выше 2×10^4 К функции охлаждения рассчитывались отдельно. В области $T < 2 \times 10^4$ К, скорость охлаждения Λ в уравнении энергии (2.10) включает типичные процессы радиационных потерь в межзвездной среде: охлаждение через рекомбинацию и столкновительное возбуждение и свободно-свободные переходы водорода [159]; охлаждение молекулярного водорода [160]; излучение при переходах в тонкой структуре и метастабильных уровнях углерода, водорода и кремния [161]; перенос энергии в столкновениях пылевых частиц [162] и рекомбинационное охлаждение на пыли [163]. Аппроксимации и их основные параметры функции охлаждения для этих процессов

приведены в приложении. В высокотемпературной области $T > 2 \times 10^4$ К в модели использовалась стандартная аппроксимация функции охлаждения для солнечной металличности [164]. Такой простой подход в расчетах этой части функции охлаждения связан с тем, что подавляющее количество газа в модели холоднее 10^4 К, более высокая температура характерна для фракции по массе фракции разреженного газа на периферии диска.

Для расчета функции нагрева межзвездной среды Γ учитывался фотоэлектрический нагрев на пылинках [162, 163], нагрев при образовании молекул H_2 на поверхности пылинок, фотодиссоциация H_2 [165] и космические лучи [166].

Молекулы H_2 в межзвездной среде в основном образуются на поверхности пылинок и диссоциируют, в основном, при взаимодействии с ультрафиолетовыми фотонами (Лайман-Вернер) и космическими лучами. В предположении хорошей перемешанности между газовой и пылевой компонентой на масштабах нескольких парсек, концентрация пыли прямо пропорциональна плотности газа. Таким образом эволюция концентрации молекулярного водорода описывается эволюционным уравнением [129]:

$$\frac{dn_{\text{H}_2}}{dt} = R_{gr}(T)n_{\text{H}}n - [\zeta_{\text{H}} + \zeta_{diss}(N_{\text{H}_2}, A_V)]n_{\text{H}_2}, \quad (2.13)$$

где n_{H} , n_{H_2} — концентрация атомарного и молекулярного водорода соответственно, $n = n_{\text{H}} + 2n_{\text{H}_2}$ — полная концентрация водорода, N_{H_2} — колонковая плотность H_2 , $R_{gr}(T) = 2.2 \times 10^{-18}ST^{0.5}$ — скорость образования молекул H_2 на пылинках, [167], $S = 0.3$ — эффективность образования H_2 на пыли [167], $\zeta_{\text{H}} = 6 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ — уровень ионизации космическими лучами, A_V экстинкция.

Эволюционное уравнение химической кинетики (2.14) подобно, решению уравнения теплового баланса 2.12, рассчитывалось с использованием временных подшагов методом Рунге-Кутты четвертого порядка аппроксимации.

Следуя работе [168] можно вычислить скорость фотодиссоциации в виде:

$$\zeta_{diss}(N(\text{H}_2), A_V) = \zeta_{diss}(0) f_{shield}(N(\text{H}_2)) f_{dust}, \quad (2.14)$$

где $\zeta_{diss}(0) = 4.17 \times 10^{-11} \text{ c}^{-1}$ скорость диссоциации в отсутствие экранировки, $f_{shield}(N(\text{H}_2))$ — H_2 — фактор самоэкранирования молекулярного водорода от УФ-лучей, $f_{dust} = \exp(-\tau_{d,1000})$ — фактор адсорбции [168], $\tau_{d,1000} = 10^{-21}(N(\text{H}) + 2N(\text{H}_2))$ — оптическая толща за счет пылевых частиц на длине волны $\lambda = 1000\text{\AA}$, которая соответствует видимой экстинкции $\tau_{d,1000} = 3.74 A_V$.

Расчет ультрафиолетового поля, источником которого являются молодые звезды и их скопления, в каждой расчетной точке подразумевает знание колонковой плотности как молекулярного газа $N(\text{H}_2)$, так и полную колонковую плотность газа $N_{tot} = N(\text{HI}) + 2N(\text{H}_2)$. В расчетах была использована модель расчета лучевой концентрации, предложенная в работе [131]:

$$N(\text{HI}|\text{H}_2) = l_{ph} \cdot n(\text{HI}|\text{H}_2), \quad (2.15)$$

где l_{ph} — среднее расстояние от искомой точки до источника ультрафиолетового излучения. Этот параметр был выбран равным 30 парсек и не изменялся во времени. При этом такое значение согласуется с количеством и распределением массивных звезд в диске ожидаемых из функции распределения Салпитера.

Для расчетов тепловой структуры газа, даже при расчете динамики двухкомпонентной среды (атомарный и молекулярный водород), необходимо знание концентраций кислорода, углерода и кремния. В предположении солнечного значения металличности можно положить обилия этих элементов зависящими от концентрации водорода $[\text{C}/\text{H}] = 2.45 \times 10^{-4}$, $[\text{O}/\text{H}] = 4.57 \times 10^{-4}$, $[\text{Si}/\text{H}] = 3.24 \times 10^{-5}$ [169]. Значение фактора истощения (depletion) для C, O и Si было взято равным 0.72, 0.46 и 0.2 соответственно. Такие значения применимы для межзвездной среды при наличии ультрафиолетового

излучения в диапазоне $\sim 10 - 13$ эВ [170]. Значение концентрации свободных электронов считалось постоянным и равным 10^{-5} в течение всего расчета. При этом уровень ионизации поддерживается за счет взаимодействия МЗС с космическими лучами. Для $T \gtrsim 10^4$ К ионизация вещества должна быть значительной, однако как уже отмечалось физические процессы (например, взрывы сверхновых звезд), обеспечивающие такую температуру, не рассматривались в модели.

Газодинамические расчеты проводились на сетке $4096 \times 4096 \times 20$ ячеек, что соответствует пространственному разрешению в 7.3 пк. При том, что размеры всей расчетной области соответствовали $30 \times 30 \times 0.15$ кпк. Также проводились расчеты с более высоким пространственным разрешением вдоль вертикальной координаты, но меньшим в плоскости диска ($1024 \times 1024 \times 100$). В этих расчетах глобальная динамика газа не изменялась, но определение физических свойств ГМО более адекватно при максимально возможном пространственном разрешении.

2.3.3. Эволюция диска и физические свойства ГМО

Анализ эволюции диска. На рисунке 2.13 изображена эволюция поверхностной плотности газа в моменты времени с начала расчета 50, 100, 200 и 300 млн. лет. Вначале при сверхзвуковом течении газа сквозь спиральный рукав звездного диска формируются гладкие спиральные ударные волны. После $t = 50$ млн. лет эволюции образуется хорошо развитая спиральная структура в газовой компоненте, охватывающая практически весь диск. Ширина спиральных рукавов гораздо меньше соответствующей величины для звездного диска, что может быть связано с низкой дисперсией скоростей газа относительно звезд. На этом этапе по разные стороны спиральной УВ формируются сильные сдвиговые течения, что приводит к развитию неустойчивости

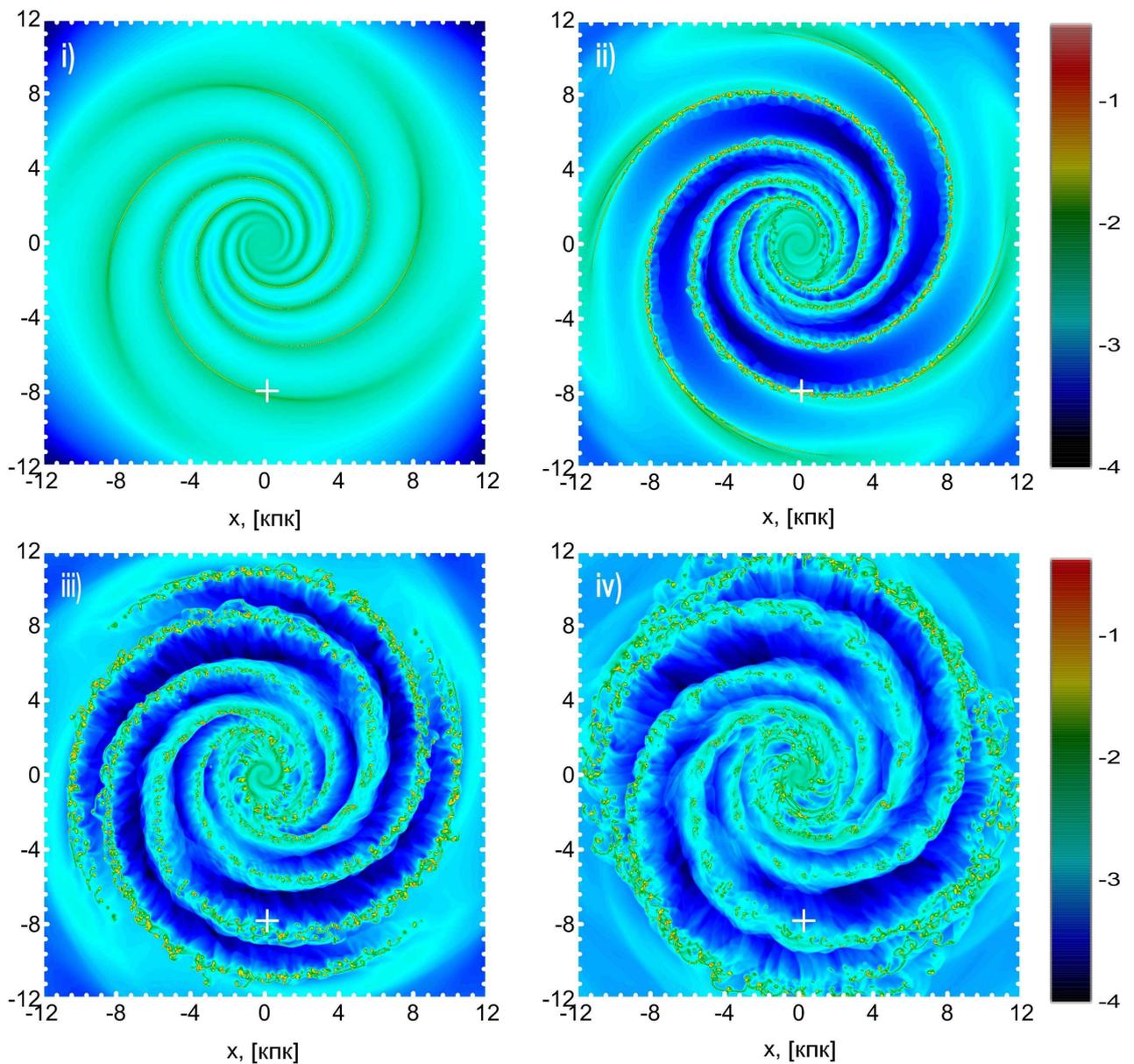


Рис. 2.13. Эволюция поверхностной плотности газа (г см^{-2}). Показаны распределения на моменты времени $t = 50$ млн. лет (слева сверху), $t = 100$ млн. лет (справа сверху), $t = 200$ млн. лет (внизу слева) и $t = 300$ млн. лет (внизу справа). Белым крестом отмечено положение Солнца (8 кпк от галактического центра).

Кельвина-Гельмгольца: развиваются мелкомасштабные шпурсы и фронт УВ искажается. Различные структуры хорошо заметны ко времени $t = 100$ млн. лет. С одной стороны высокая плотность этих фрагментов стимулирует их остывание и следовательно формирование большого количества молекулярного водорода. С другой стороны охлаждение приводит к дополнительной

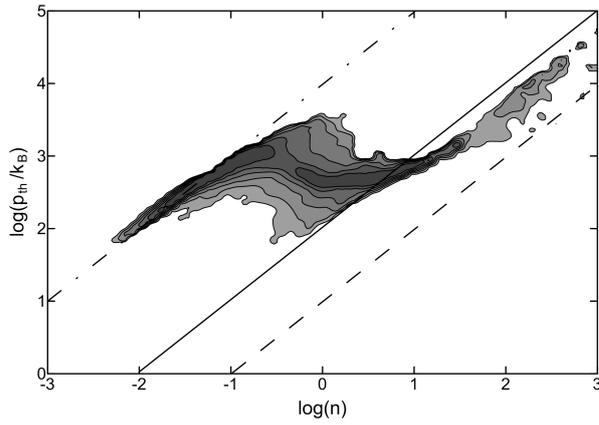


Рис. 2.14. Фазовая диаграмма теплового давления p_{th}/k_B [К см⁻³] в зависимости от концентрации газа n (см⁻³) в момент времени $t = 300$ млн. лет. Линии соответствуют различному уровню температуры: 10 К (пунктирная линия), 10² К (сплошная линия) и 10⁴ К (штрих-пунктирная линия)

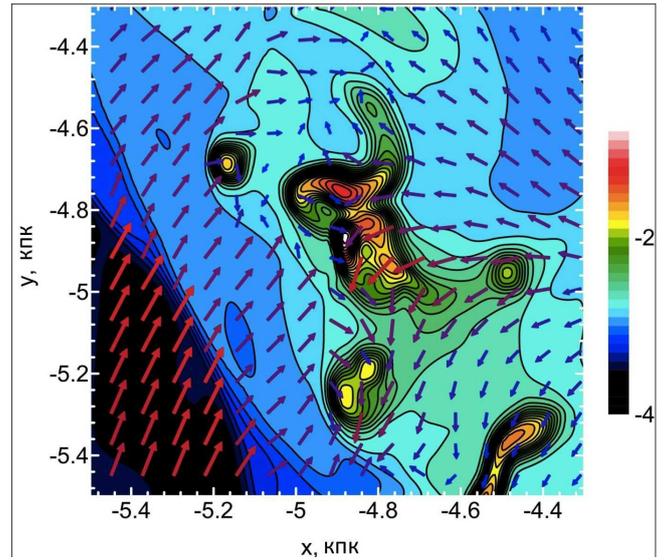


Рис. 2.15. Поверхностная плотность газа (г см⁻²) и поле скоростей в модели галактики в собственной системе координат в окрестности точки (-4.9 кпк, -4.9 кпк) в момент времени $t = 300$ млн. лет.

фрагментации, особенно на мелких масштабах. Оказалось, что эффективное образование молекулярного газа происходит на шкале $t \sim 30-50$ млн. лет, что соответствует временной шкале формирования H₂ на поверхности пылинок. Значительная часть H₂ образуется еще в сгустках, часть которых обладает массой, превышающей джинсовскую. Таким образом дальнейшая фрагментация происходит под действием как тепловых процессов, так и самогравитации газа.

Основная часть облаков в модели формируется в процессе дальнейшей эволюции, а флоккулентные спиральные структуры различимы в течение всего расчета, но их положение значительно изменяется. Важными каналами изменения облачной структуры, являются столкновения облаков, приводящие как к их слипанию, так и к «срыванию» части газа с них. Процесс «обдирания», облаков происходит при их сверхзвуковом движении сквозь межоб-

лачную среду, сопровождающейся неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. Молекулы H_2 как образуются так и разрушаются в течение этих процессов, но в целом полная масса молекулярного газа растет примерно до $t \sim 200$ млн. лет. После этого изменение полной массы H_2 подчиняется квазистационарным колебаниям, контролируемым образованием H_2 на пыли и его разрушением при взаимодействии с УФ-квантами, испущенными ОБ звездами.

Ко времени $t \sim 200$ млн. лет формируется популяция молекулярных облаков с размерами, лежащими в пределах $\sim 10 - 100$ пк и типичным временем жизни $10 - 50$ млн. лет. Положение этих облаков в диске тесно связано со спиральными рукавами в звездном диске. Постепенно МО собираются в небольшие скопления, отстоящие друг от друга на расстояния порядка сотен парсек, тем самым размывая спиральную структуру в газовой компоненте. Облака в таких агломерациях имеют характерную плотность $\gtrsim 1 \text{ см}^{-3}$ и типичные значения давления $p_{th}/k_B = (3 - 10) \cdot 10^4 \text{ К см}^{-3}$, что соответствует температурам порядка $T \sim 80 - 100 \text{ К}$. Фактические значения температуры газа должны быть ниже, поскольку значительная часть внутренней энергии тратится на турбулентные движения. Однако достигнутого в численных расчетах пространственного разрешения все же недостаточно, чтобы разрешить внутренние подструктуры облаков и турбулентные течения в них. Стоит отметить, что моделирование турбулентности, особенно на малых масштабах, по-прежнему представляется очень сложной проблемой, решенной лишь для небольшого ряда задач.

Термо-химические процессы, учтенные в физической модели, приводят к образованию двухфазной среды в газе с двумя точками равновесия около $\sim 80 \text{ К}$ и $\sim 10^4 \text{ К}$ (см рис. 2.14). Газ с температурой $T \sim 80 \text{ К}$ соответствует молекулярным облакам ($n \sim 100 - 300 \text{ см}^{-3}$), при это они характеризуются относительно высоким обилием молекул $\text{H}_2 - x(\text{H}_2) \sim 0.3 - 0.5$. Разреженный газ, который окружает эти плотные облака и заполняет также межрукавное

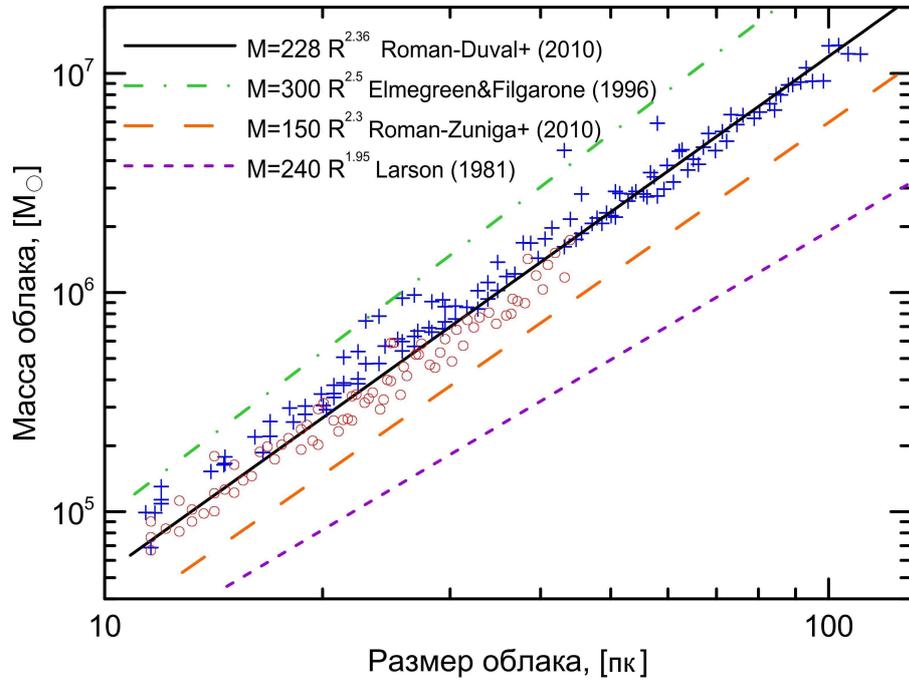


Рис. 2.16. Зависимость масса-размер для значений пороговой плотности H_2 : $\Sigma_t^{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^{-5} \text{ г см}^{-2}$ (синие кресты) и $1.5 \times 10^{-4} \text{ г см}^{-2}$ (оранжевые круги) при $t = 300$ млн. лет. Линии соответствуют различным теоретическим аппроксимациям закона $(M/M_\odot) = \gamma(A/\text{пк}^2)^\beta$ приведенными в работе [148]: $(\gamma, \beta) = 240, 0.95$ [147] (фиолетовая пунктирная линия), $(\gamma, \beta) = 300, 1.5$ [171] (зеленая линия тире-точка), $(\gamma, \beta) = 150, 1.3$ [142] (оранжевая прерывистая линия), $(\gamma, \beta) = 228, 1.36$ [152] (черная сплошная линия).

пространство, гораздо горячее $T \sim 10^4 \text{ К}$ и образует так называемую теплую фазу.

Движения газа в окрестности МО являются довольно хаотическими, однако измеренная дисперсия скоростей невелика и равна примерно $3-7 \text{ км с}^{-1}$. В качестве примера на рисунке 2.15 изображен участок диска с центром в точке $(-4.9 \text{ кпк}, -4.9 \text{ кпк})$, заполненный облаками, стрелками изображено поле скоростей газа в сопутствующей системе координат. На этом рисунке заметны процессы столкновения облаков и газовых потоков в области повышенного значения плотности. В целом характер расположения и физические параметры облаков в численных расчетах близки к наблюдаемым характеристикам ГМО и их окружения в нашей галактике [152].

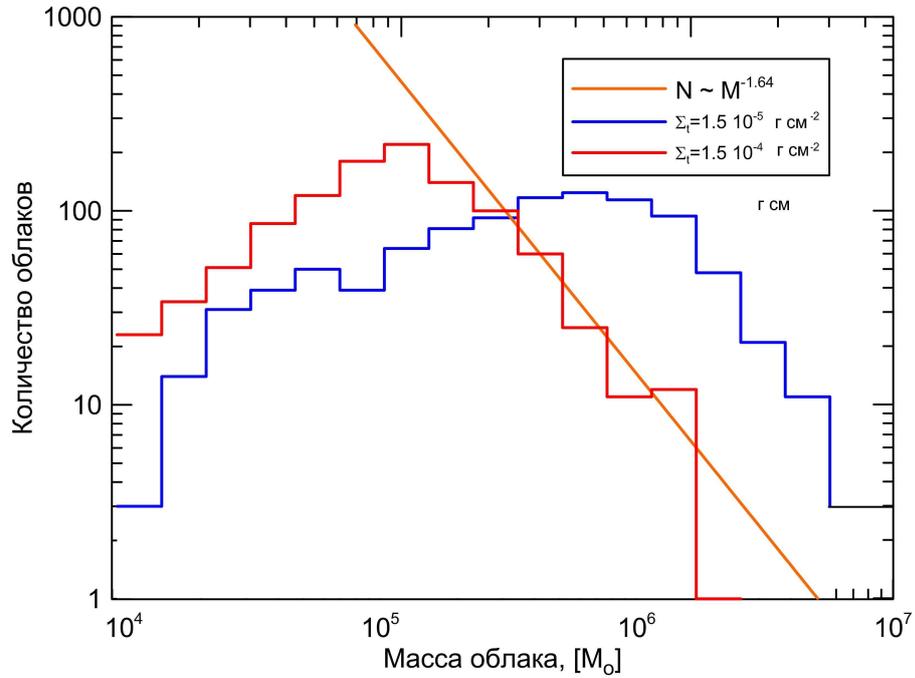


Рис. 2.17. Распределение облаков по массам для пороговых значений плотности H_2 $\Sigma_t^{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^{-5} \text{ г см}^{-2}$ (синяя линия) и $1.5 \times 10^{-4} \text{ г см}^{-2}$ (красная линия) при $t = 300$ млн. лет. Степенной закон $N \sim M^{-1.64}$ (оранжевая прямая) соответствует эмпирической зависимости полученной в работе [152].

Физические свойства облаков. Значительная масса газа в течение расчета находится в сгустках, являющимися молекулярными облаками. Для изучения характеристик облака необходимо выделить его на фоне других облаков и внешнего газа. Одной из наиболее универсальных является техника выделения границы облака по фиксированному уровню обилия H_2 или колонковой плотности H_2 . Для выделения облаков в численных экспериментах использовалось значение поверхностной плотности, полученное при интегрировании объемной плотности поперек галактического диска на толщине одной ячейки. Такие облака характеризуются неправильной формой и их эффективный линейный размер представим в виде квадратного корня из их поверхности A . Были выбраны два значения критического обилия H_2 для выделения границы облака: $\Sigma_t^{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^{-5} \text{ г см}^{-2}$ и $1.5 \times 10^{-4} \text{ г см}^{-2}$. Оба выбора приводят к значению средней плотности H_2 внутри облака — несколь-

ко частиц в см^3 , что близко к типичным концентрациям молекулярного газа в облаках Галактики [113]. Использование двух значений критической плотности позволяет делать выводы как о свойствах облаков, так и правомерности сравнения их свойств с данными наблюдений. Это важно, т.к. в наблюдениях не существует универсального критерия выбора облаков, и, более того, выводы о распределении молекулярного газа в основном делаются на основе карт излучения в линиях CO. Кроме того границы облаков в наблюдениях могут задаваться различными способами: относительно потока интенсивности, лучевой концентрации, яркостной температуры и других наблюдаемых характеристик.

На рисунке 2.17 представлено распределение масс облаков для двух значений $\Sigma_t^{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^{-5} \text{ г см}^{-2}$ (синяя линия) и $1.5 \times 10^{-4} \text{ г см}^{-2}$ (красная линия) к моменту времени $t = 300$ млн. лет. Качественно, форма обоих спектров воспроизводится для обоих значений параметра $\Sigma_t^{\text{H}_2}$. Общей характеристикой спектра масс облаков также является степенной завал вида $N \sim M^{-1.64}$: для большего значения $\Sigma_t^{\text{H}_2}$ в диапазоне $M \sim 10^5 - 10^6 M_\odot$ и $M \sim 10^6 - 10^7 M_\odot$ для меньшего значения $\Sigma_t^{\text{H}_2}$. Эта закономерность означает, что физические процессы, приводящие к образованию структур с пороговой плотностью $\Sigma_t^{\text{H}_2} \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ г см}^{-2}$, имеет единую природу. Следовательно и остальные статистические соотношения для молекулярных облаков должны быть близки. Стоит отметить, что зависимость $N(M)$ для бóльшего значения $\Sigma_t^{\text{H}_2}$ в интервале $M \sim 10^5 - 10^6 M_\odot$ практически совпадает с эмпирической зависимостью, полученной для галактических ГМО в работе [152]. Для обоих пороговых значений $\Sigma_t^{\text{H}_2}$ заметен недостаток облаков малых масс. В случае большего значения $\Sigma_t^{\text{H}_2}$ это можно объяснить недостаточным пространственным разрешением, в то время как аналогичный недостаток в наблюдениях, возможно, имеет место из-за наблюдательной селекции [152]. Для меньшего значения $\Sigma_t^{\text{H}_2}$ малое количество облаков в диапазоне $M \lesssim 10^6 M_\odot$ может

объясняться также кластеризацией маленьких плотных облаков. Другими словами, задавая нижнее пороговое значение $\Sigma_t^{\text{H}_2}$, выделяются более крупные кластеры газа, которые внутри содержат еще иерархию более плотных сгустков. В случае большего значения пороговой поверхностной плотности, отбрасываются протяженные области с меньшими значениями плотностей, что приводит к уменьшению размеров кластеров и исключению менее плотных облаков из рассмотрения.

На рисунке 2.16 изображена зависимость массы облака от его линейного размера на момент времени $t = 300$ млн. лет. Размеры облаков варьируются в пределах $\sim 10 - 60$ пк для $\Sigma_t^{\text{H}_2} = 1.5 \times 10^{-4} \text{ г см}^{-2}$, при этом наиболее массивные облака имеют массы около $2 \times 10^6 M_\odot$. Эти данные хорошо согласуются с наблюдениями [152]. В некоторых случаях размеры молекулярных облаков могут достигать значений $\sim 100 - 200$ пк, но отчасти это может происходить за счет невозможности разделения тесной группы облаков на отдельные облака. При таком анализе наибольшее количество таких массивных облаков возникает при использовании меньшего порогового значения поверхностной плотности. Например, хорошо заметны группы или цепочки облаков на периферии расчетной области (см рис. 2.13).

Существование зависимости масса — размер (или масса — площадь) для молекулярных облаков является следствием их динамической эволюции и влияния совокупности физических процессов в межзвездной среде. Это соотношение известно под названием третьего закона Ларсона [147]. Большой объем наблюдательного материала с точки зрения обобщения знаний об этой эмпирической зависимости собран в работе [148], где интерпретация соотношения $M \propto R$ ведется в терминах функции распределения колонковой плотности. Однако разброс для эмпирических зависимостей, полученных различными исследователями, велик, что видно на рисунке 2.16 (разными цветами нанесены несколько зависимостей из собранных в [148]). Параметры облаков

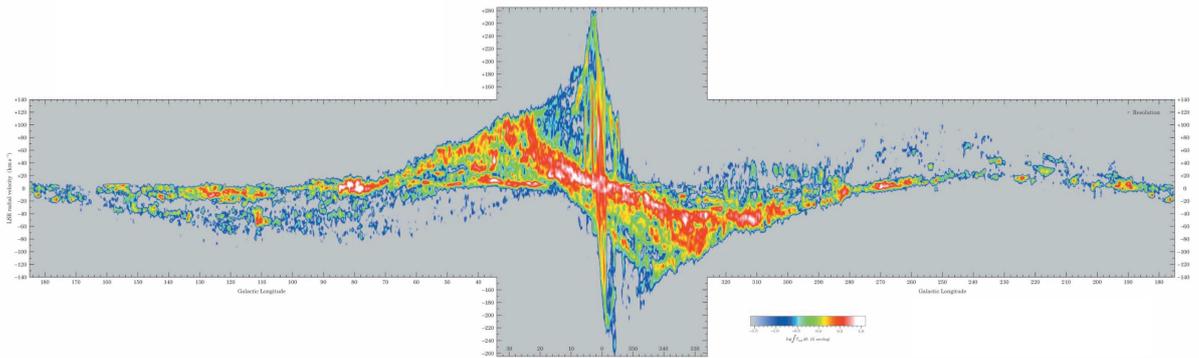


Рис. 2.18. Карта «лучевая скорость — галактическая долгота» для излучения в линии CO (переход 1-2) в галактической плоскости из работы [111]. Цветом показана интенсивность излучения.

по данным динамических расчетов наиболее хорошо совпадают с зависимостью $M = 228R^{2.36}$ (где M в единицах масс Солнца и R в парсеках) из работы [152], которая получена с применением χ^2 минимизации для наблюдаемых размеров и масс облаков. Тем не менее имеется заметный разброс точек для облаков, найденных в расчетах. Наилучшая степенная зависимость, совокупная для обоих значений $\Sigma_t^{\text{H}_2}$ соответствует закону $M \sim R^{2.14-2.16}$. Важным является то, что показатель степени близок к двум, и то, что найденная зависимость является универсальной в большом диапазоне параметров облаков.

Важно также отметить, что внутренняя дисперсия газа в облаках для большинства облаков лежит в диапазон $v_t \sim 1-2 \text{ км с}^{-1}$, что также находится в согласии с наблюдениями [152].

2.3.4. Проблема «Молекулярного кольца»

Одним из наиболее надежных методов восстановления структуры Галактики является анализ карт излучения в линиях молекулы CO (см. например [111, 172, 173]). Поскольку в данной работе явным образом не учитывался перенос и химическая кинетика CO в химико-динамическом балансе газа, то построение карт излучения молекулы CO без построения дополни-

тельных моделей невозможно. Фактор конверсии CO-H₂ зависит от многих физических параметров среды [136, 174]. Однако не вызывает сомнений, что качественно картина распределения CO может быть отражена на диаграмме «лучевая скорость — галактическая долгота», построенной для молекулярного газа (подобно работе [156]).

Диаграмма «лучевая скорость — галактическая долгота» была построена по молекулярному и нейтральному газу для положения Солнца на расстоянии $r = 8$ кпк. На ней выделяются спиральные рукава Галактики: Рукав Персея и Внешний рукав (рис. 2.19). Во внешней части модели Галактики (галактические долготы от 30° до 330°) различаются газовые комплексы, сходные с наблюдаемыми структурам в Местном рукаве, Внешнем рукаве и спиральном рукаве Персея Млечного Пути. Благодаря высокому пространственному разрешению в моделях в этих областях можно различить отдельные молекулярные облака. Турбулентная дисперсия скоростей для таких фрагментов газа составляет $\sim 3 - 5$ км с⁻¹.

В центральной части ($\pm(30 - 40)^\circ$ в направлении на центр) наибольший вклад в интенсивность дает газ, динамика которого в основном определяется баром. Принято ассоциировать это излучение с кольцевой структурой, располагающейся на расстоянии 3–5 кпк от центра [111, 150–152]. При этом хорошо видно, что динамические расчеты не подтверждают существования кольца в этой области (см. рис. 2.13). Таким образом можно говорить о подтверждении результатов работы [34], в которой выполнялся подбор параметров модели морфологии Галактики для наилучшего соответствия с наблюдаемой диаграммой.

В то же время на аналогичной диаграмме для нейтрального газа, являющегося основной частью газового диска в построенной модели также отражается крупномасштабная структура Галактики. На рисунке 2.19 (слева) изображена синтетическая диаграмма «лучевая скорость — галактическая

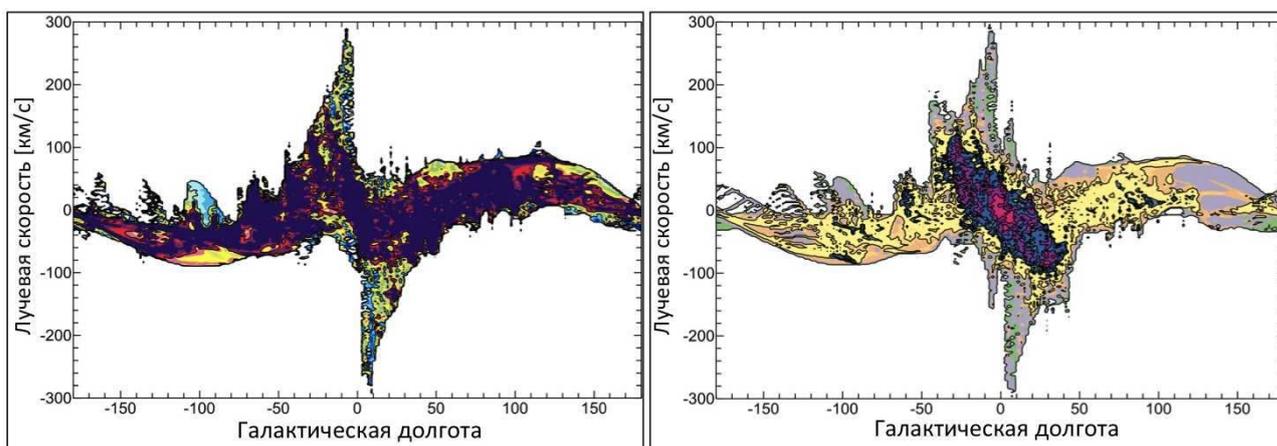


Рис. 2.19. Диаграмма «лучевая скорость — галактическая долгота» $l-v$ для молекулярного газа (справа) и для нейтрального водорода (слева) в момент времени $t = 300$ млн. лет. Цветом показана масса газа в относительных величинах.

долгота», для того же момента времени ($t = 300$ млн. лет) что и для молекулярного газа. Видно, что спиральная структура также различима в нейтральном газе, однако он распределен более равномерно в галактическом диске, что не позволяет выделить в центре «Молекулярное кольцо».

2.4. Выводы ко второй главе

В заключение сформулируем основные результаты работы по изучению динамики газа в окрестности спиральной структуры, физики галактической ударной волны и свойств гигантских молекулярных облаков.

Впервые в рамках 2D- и 3D- численных экспериментов воспроизведен процесс спрямления фронта ударной волны в спиральном галактическом потенциале. Расчеты подтвердили газодинамический характер происхождения, наблюдаемых в галактиках, полигональных структур. Можно перечислить основные свойства ПС по результатам расчетов:

1. полигональность ударных волн как правило имеет существенно нестационарный характер;

2. характерное время формирования выпрямленных сегментов не превосходит периода обращения периферии звездного диска;
3. полигональные структуры возникают исключительно в моделях с медленным вращением спирального узора, когда радиус коротации находится на периферии диска;
4. показана возможность формирования полигональных структур в широком диапазоне изменения угла закрутки спирального узора в звездном диске от 5° до 50° ;
5. в 2D- и 3D- моделях свойства ПС равнозначны;
6. статистический анализ морфологических особенностей ПС хорошо согласуется с данными по большой выборке спиральных галактик.

Необходимо также отметить, что увеличение доли галактик с ПС среди взаимодействующих, обусловлено, по-видимому, тем, что внешнее гравитационное воздействие облегчает выход галактической ударной волны из потенциальной ямы звездного рукава, облегчая спрямление УВ.

Другим важным результатом является разработка трехмерной динамической модели процесса формирования и эволюции облачной структуры гигантских молекулярных облаков (ГМО) в Галактике с учетом тепловых процессов в МЗС, кинетики молекулярного водорода, самогравитации и реалистичного внешнего потенциала Галактики. Также перечислим основные особенности, полученных в расчетах структур.

1. В модели были определены следующие стадии развития структур в галактическом газовом диске: i) шпурсы и отростки, формирующиеся в окрестности спирального рукава за счет сдвиговой неустойчивости и возникающей гофрировочной неустойчивости на временах $t \lesssim 50$ млн.

лет; ii) многочисленные ГМО формируются уже после $t \gtrsim 50$ млн. лет эволюции, что соответствует временной шкале образования молекул H_2 на поверхности пылинок; iii) ко временам порядка $t \sim 200$ млн. лет формируется хорошо развитая иерархия облачных структур; iv) после $t \sim 300$ млн. лет облака формируют протяженные ассоциации с размерами до нескольких сотен парсек, а размеры самих облаков варьируются в диапазоне $\sim 10 - 100$ пк.

2. Полная масса молекул H_2 достигает насыщения ко временам $t \sim 200$ млн. лет, когда их абсолютная часть сосредоточена в молекулярных облаках с относительным обилием $x(\text{H}_2) \sim 0.3 - 0.5$.
3. Статистические свойства, такие как спектр масс, зависимость «масса — размер» и дисперсия скоростей облаков хорошо согласуются с наблюдаемыми в Галактике [152].
4. Структура, хорошо известная как «Молекулярное кольцо» хорошо различима на синтетической карте «l-v» только для молекулярного газа, но ни в атомарной компоненте, ни в распределении поверхностной плотности газа, такая структура в проведенных расчетах не наблюдается. Такая структура, по видимому, не отражает реальное распределение вещества в диске, а является отражением суперпозиции излучения, создаваемого газом в окрестности бара и основания туго закрученных спиральных ветвей.

Глава 3

Развитие моделей формирования галактической спиральной структуры

3.1. Введение: представления о физике галактической спиральной структуры

Попытки объяснить феномен галактической спиральной структуры имеют долгую историю. В настоящее время довольно хорошо установлено, что спиральная структура является волной (или волнами) плотности, распространяющейся в многокомпонентном звездно-газовом диске. Однако, универсальный механизм возбуждения спиралей, объясняющий многообразие морфологических особенностей галактик, окончательно не установлен. Обычно, для объяснения наблюдаемых спиральных узоров привлекается несколько различных механизмов.

Часть исследователей придерживаются представления о том, что спиральная структура является долгоживущими глобальными модами волн плотности, существующими в диске на протяжении десятков оборотов диска [175–177]. С другой стороны, выдвинута идея о том, что спиральная структура является транзитным образованием, так что узор многократно изменяется в ходе галактической эволюции [29].

Наблюдаемая спиральная структура является проявлением картины современного процесса звездообразования, очерчивая области рождения новых ярких звезд [178]. Наблюдательные аспекты проблемы происхождения спиралей обсуждается в работах [179–181]. Авторы обнаружили, что для галактик, в которых хорошо различима спиральная структура в оптическом диапазоне,

также обнаруживается спиральный узор в инфракрасной области спектра. В любом случае, спиральная структура является отражением реального распределения плотности в диске. В работе [180] было показано, что в некоторых галактиках флюкulentные спирали сохраняют свою морфологию даже на внутреннем резонансе Линдбланда (ILR). Эти наблюдательные свидетельства исключают подход, согласно которому галактическая спиральная структура является узором, отражающим только текущее звездообразование, и не отражает распределение массы в звездном диске.

Важным вопросом в теории спиральной структуры галактик является вопрос о влиянии газовой компоненты галактики на свойства спирального узора [182, 183]. Однако, зависимость времени существования и других свойств спирального узора от количества и параметров газовой компоненты также является открытым.

Для того чтобы понять, в какой степени различные предлагаемые объяснения согласуются с наблюдаемыми явлениями спиральной структуры, необходимы подробные, количественные сравнения между теоретическими предсказаниями и наблюдаемыми свойствами спиралей в галактиках. В первом параграфе этой главы выводятся ограничения на механизм образования спирального узора, сравнивая свойства реальных галактик с результатами численных экспериментов. В работах [184, 185] уже были выполнены сравнения такого рода, однако теоретические модели галактических дисков были основаны на упрощенных однокомпонентных гидродинамических моделях галактических звездных дисков. Хотя эти гидродинамические эксперименты хорошо воспроизводят морфологию галактик, время существования спирального узора получается довольно коротким. Примерно через 0.3 млрд. лет после образования спирали разрушаются и не возрождаются вновь. Механизм, который разрушает спиральную структуру в таких моделях, не установлен окончательно. Тем не менее работе [186] было показано, что нелинейная спи-

ральная волна размывает профиль поверхностной плотности в окрестности коротационного резонанса. По крайней мере уже это останавливает рост амплитуды спиралей и соответственно разрушает их.

В работе [29] детально рассмотрены наблюдательные доказательства кратковременности существования спирального узора. Количественным контраргументом этой идеи является тот факт, что наблюдаемое количество галактик с низкой амплитудой спиралей ($< 5\%$) мало, по сравнению с предсказанным в рамках этой идеи о многократно перерождающемся спиральном узоре. Теория короткоживущего спирального узора требует, чтобы галактические диски были динамически холодными, точнее параметр устойчивости Тоомре должен лежать в пределах $1 \leq Q_T \leq 1.2$. В качестве примера Селвуд [29] провел численные эксперименты, в которых вдоль радиуса везде выполнялось условие $Q_T = 1$, кроме центральной области, где он резко увеличивается. Расчеты показывают, что такое низкое значение Q_T приводит к интенсивному отклику в диске, значительно изменяющему свойства диска в течение короткого временного интервала.

Теория глобальных спиральных мод не требует таких ограничений на параметр Тоомре и в этом смысле более универсальна. В рамках этого подхода полагается, что галактический диск характеризуется набором неустойчивых глобальных мод с различной длиной волны и инкрементами нарастания. Таким образом наблюдаемая спиральная структура является отражением нелинейного роста наиболее быстрорастущей спиральной моды.

В данной работе на более высоком уровне по сравнению с работами [184, 185] исследуются процессы формирования и поддержания спирального узора в приближении бесстолкновительных звездных дисков и двухкомпонентных звездно-газовых галактических дисков. Для моделирования была выбрана хорошо изученная дисковая галактика NGC 5247, для которой относительно уверенно определены основные кинематические и фотометрические парамет-

ры: кривая вращения, дисперсия скоростей звезд и профиль поверхностной яркости.

3.1.1. NGC 5247: данные наблюдений и модель

Спиральная галактика NGC 5247 относится к галактикам Суперкластера Вирго [187]. Она имеет хорошо развитую двухрукавную спиральную структуру, при этом следы недавнего взаимодействия или присутствия массивных компаньонов не обнаруживаются [188]. Спиральный узор, однако, является немного несимметричным, при этом в межрукавной области заметна дополнительная спиральная структура малой амплитуды (см. рис. 3.1). Морфология галактики наиболее выражено определяется двухрукавным спиральным узором. Фотометрические данные не указывают на присутствие значительного центрального бара, несмотря на классификацию SA(s)bc [189]. Таким образом можно утверждать, что NGC 5247 является классическим примером спиральной галактики типа «grand-design».

В основу исходных данных для численных расчетов были положены фотометрические [191] и кинематические данные наблюдений: экспоненциальная радиальная шкала звездного диска принята равной $r_d = 4.8$ кпк. Галактика наблюдается практически плашмя (благодаря чему отчасти хорошо различима спиральная структура), что приводит к неуверенным измерениям угла наклона к картинной плоскости. В литературе его значение варьируется в диапазоне от $i = 20^\circ$ [191] до $i = 40^\circ$ [192]. В принятой модели было использовано близкое к среднему значение 28° , в свою очередь расстояние до галактики выбрано равным 17.4 Мпк [192].

Дисперсия лучевой компоненты скорости вращения галактического диска является функцией радиуса, и для NGC 5247 профиль дисперсии был независимо получен двумя группами (см рис. 3.2) [193, 194]. Эти измерения дали

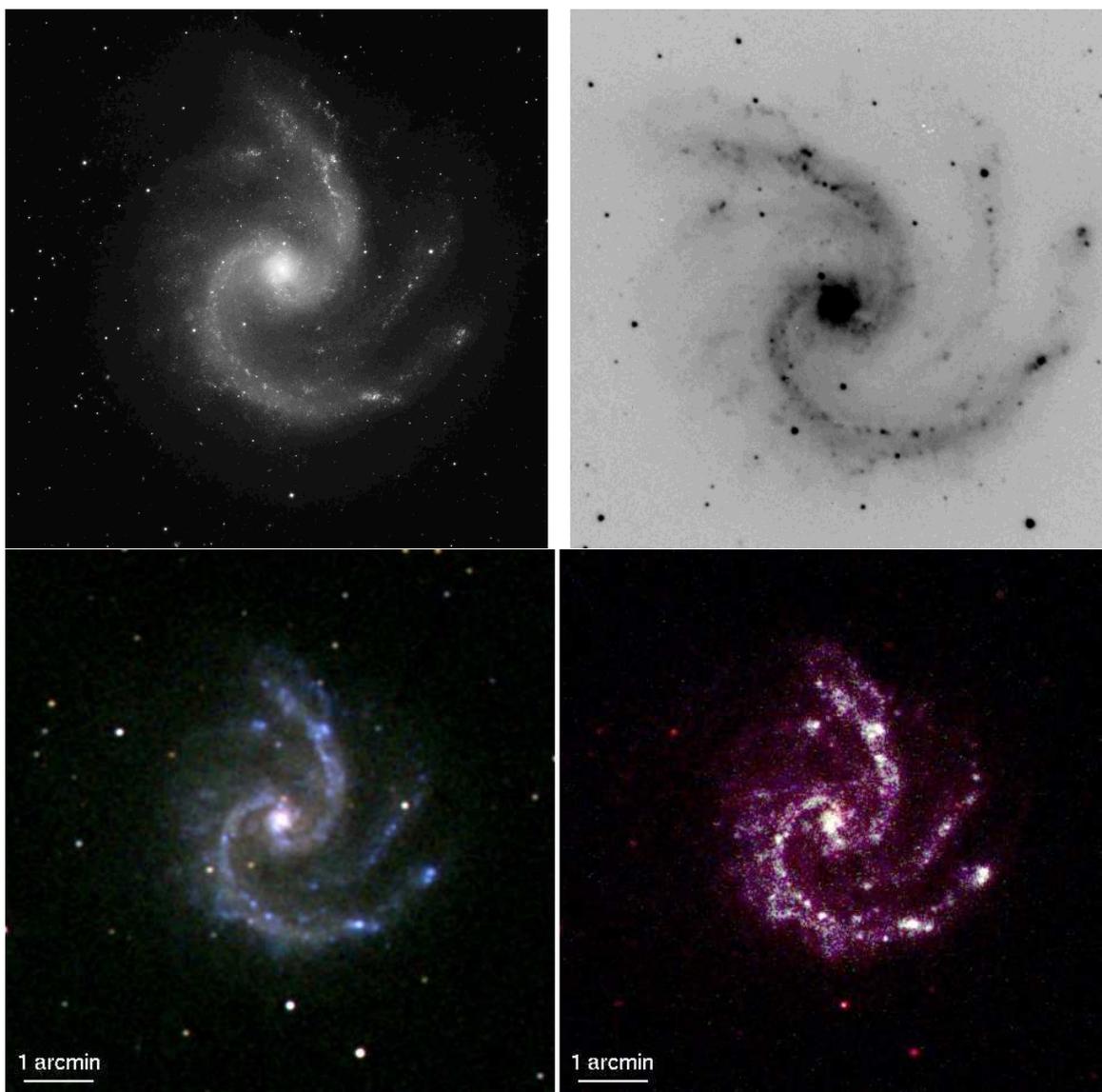


Рис. 3.1. Вверху: слева оптическое изображение NGC 5247 [179]), справа: области HII подчеркивающие спиральные рукава. Внизу составные изображения, полученные на телескопе Swift — слева оптическое изображение (в фильтрах v , b и u), справа — в УФ-диапазоне (фильтры $uvw1$, $uvm2$ и $uvw2$)[190]

довольно сходные зависимости, и, как и для большинства галактик, значение дисперсии скоростей звезд экспоненциально спадает с расстоянием.

Относительно небольшой угол наклона диска галактики к картинной плоскости значительно затрудняет восстановление кривой вращения галактики. Используя зависимость Талли-Фишера, авторы работы [105] определили максимальное значение скорости вращения в галактике, оно оказалось рав-

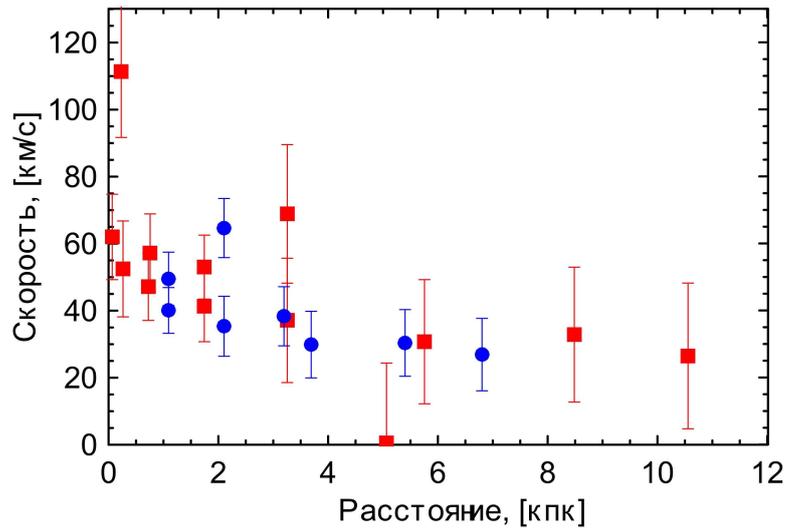


Рис. 3.2. Радиальная зависимость наблюдаемой дисперсии вертикальных скоростей звезд диска NGC 5247. Синие кружки — данные из работы [193], красные квадраты — из [194].

ным $V_{\max} = 205 \text{ км с}^{-1}$. Тем не менее, существуют и другие оценки этого параметра: $V_{\max} = 165 \pm 20 \text{ км с}^{-1}$ и $V_{\max} = 300 \text{ км с}^{-1}$ [194]. данный разброс по-видимому связан с неопределенностью выбранных параметров позиционного угла, расстоянием до галактики и др. По аналогии с работой [98] были построены модели кривой вращения, которые имеют близкую форму радиального профиля, но различаются максимальным значением скорости на периферии диска. Центральная часть кривой вращения соответствует твердотельному вращению с выходом «на плато» на больших расстояниях от центра (см. рис. 3.3). Такой профиль кривой вращения характерен для абсолютного большинства дисковых галактик.

Для моделирования кривой вращения выполнялась декомпозиция вклада в кривую вращения от сферического темного гало, звездного балджа, звездного и газового дисков с учетом хаотической компоненты скорости звезд. Детальная техника построения модели кривой вращения приведена в Приложении Г. В дальнейшем модель с наибольшей скоростью вращения будет называться А, средняя В и с минимальной скоростью — модель С. Большой разброс модельных кривых вращения полностью отражает неточность опре-

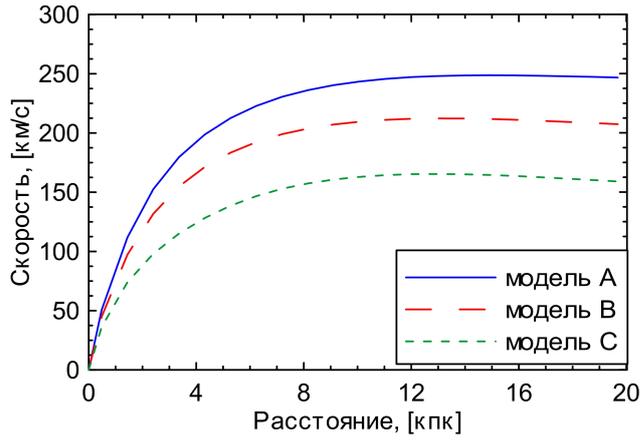


Рис. 3.3. Кривые вращения в однокомпонентных моделях. Максимум кривой вращения варьируется от 245 км с^{-1} (модель А) и 205 км с^{-1} (модель В) до 153 км с^{-1} (модель С).

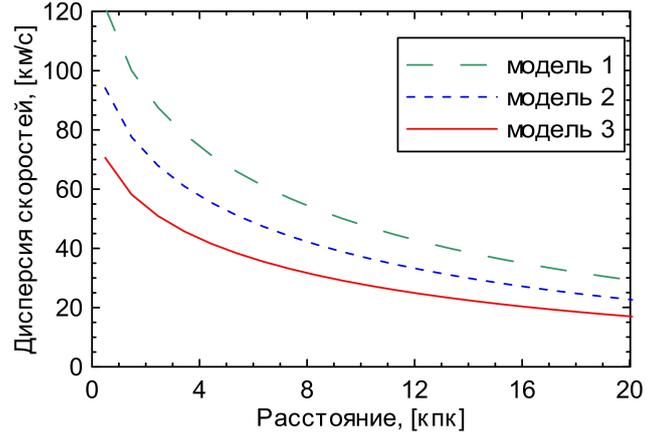


Рис. 3.4. Радиальные профили дисперсии скоростей звезд принятие в различных моделях: 1 — $c_z/c_r = 0.43$, model 2 — $c_z/c_r = 0.6$, model 3 — $c_z/c_r = 0.8$

деления вращения галактики NGC 5247 в наблюдениях.

Для задания значения радиальной дисперсии скоростей звезд в диске мы воспользуемся наблюдательными данными дисперсии лучевой компоненты скорости звезд. Для галактик, ориентированных почти плашмя лучевая компонента дисперсии скорости близка к величине перпендикулярной компоненты дисперсии. Как и при выборе моделей кривой вращения, неуверенность в наблюдаемом профиле радиальной дисперсии скоростей звезд, учитывается выбором нескольких моделей начального профиля дисперсии (рис. 3.4). Таким образом, модели кривой вращения дополняются набором моделей дисперсии скоростей. К обозначению модели добавляется индекс: 1 соответствует наиболее горячему диску, 3 — наиболее холодному, 2 — промежуточная модель. Наблюдения галактик говорят о примерно постоянном отношении дисперсии вертикальных скоростей звезд к радиальной дисперсии вдоль радиуса галактики, и это отношение варьируется в пределах $c_z/c_r = 0.3 - 0.8$ [18, 184]. Следуя этому предположению, для моделей радиальной дисперсии скоростей, были выбраны следующие соотношения $c_z/c_r = 0.43; 0.6; 0.8$ в цен-

Таблица 3.1. Параметры численных моделей, описывающие галактику NGC 5247, где c_{r0} — значение радиальной дисперсии скоростей в центре диска, V_{max} — максимальное значение кривой вращения диска, M_g/M_s — относительное содержание газа (равно нулю для однокомпонентных моделей), z_0 — вертикальная шкала звездного диска, c_z/c_r — отношение значений вертикальной к радиальной дисперсии скоростей звезд в центре диска.

Модель	c_z/c_r	c_{r0} (км с ⁻¹)	z_0 (кпк)	V_{max} (км с ⁻¹)	M_g/M_s
A1	0.43	120	1.5	245	0
A2	0.6	92	1.5	245	0
A3	0.8	70	1.5	245	0
B1	0.43	120	1.5	200	0
B2	0.6	92	1.5	200	0
B3	0.8	70	1.5	200	0
C1	0.43	120	1.5	153	0
C2	0.6	92	1.5	153	0
C3 / D2	0.8	70	1.5	153	0
D1	0.8	70	2.2	153	0
D3	0.8	70	0.9	153	0
E1	0.8	70	1.5	153	0.01
E2	0.8	70	1.5	153	0.05
E3	0.8	70	1.5	153	0.1
E4	0.8	70	1.5	153	0.2

тре диска.

Известно, что значение вертикальной шкалы диска z_0 важно при оценке устойчивости галактических дисков. К сожалению этот параметр, для галактик с хорошо различимой спиральной структурой (т.е. наблюдается «плашмя»), определяется не очень уверенно и лишь косвенным путем. Основываясь на решениях уравнения Джинса в вертикальном направлении в [191] были сделаны ограничения на толщину диска галактики NGC 5247: $z_0 = 1.5 \pm 0.6$. Дополнительно к девяти моделям с различными профилями кривой вращения и дисперсии скоростей, модель C3 была «разветвлена» на три модели

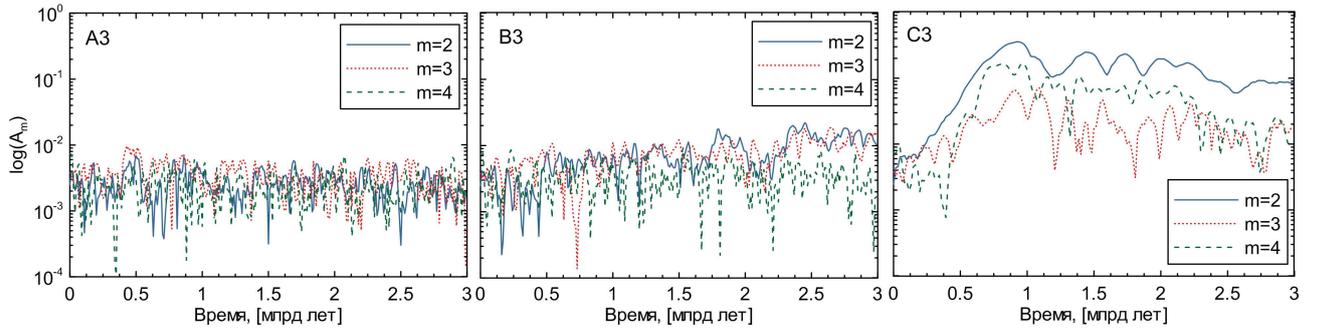


Рис. 3.5. Амплитуды Фурье-гармоник для моделей с различными кривыми вращения.

с различной толщиной диска: D1 (2.1 кпк), D2 (1.5 кпк) и D3 (0.9 кпк). В моделях, описанных ранее, толщина диска принимается равной $z_0 = 1.5$ кпк. Таким образом модель D2 полностью совпадает с моделью C3.

В таблицу 3.1 сведены параметры для однокомпонентных бесстолкновительных моделей (A, B, C, D) и для двухкомпонентных моделей с учетом газового диска (E).

Стоит отметить, что комбинирование различных параметров звездного диска ограничивает значение параметра устойчивости Тоомре гравитирующего диска :

$$Q_{Ts} = \frac{\kappa c_r}{3.36G\Sigma} \geq 1, \quad (3.1)$$

где Σ — распределение поверхностной плотности диска, κ — эпициклическая частота. Если условие (3.1) не выполняется для всего диска, то возмущения в нем растут быстро на протяжении одного-двух оборотов диска, сильно изменяя начальные параметры диска, разрушая его структуру. Такие модели были исключены из рассмотрения.

Звездная компонента (звездный диск и галактический балдж) является бесстолкновительной, поскольку вероятность прямого столкновения звезд очень мала. Для моделирования звездной подсистемы используется динамическая система N -тел с числом частиц $N \sim 10$ млн.

3.1.2. NGC 5247: линейный анализ и гидродинамические расчеты

В качестве первого приближения рассмотрим чисто газодинамическую модель диска галактики NGC 5247, используя предположение о том, что бесстолкновительный звездный диск может быть представлен в виде сжимающейся жидкости. В различных работах было показано, что поведение возмущений в бесстолкновительном диске может быть описано гидродинамически с помощью введения изотропного давления с постоянной адиабаты $\gamma = 2$ [195–197]. Прямое сравнение расчетов устойчивости гравитирующих дисков в таком гидродинамическом приближении и при решении бесстолкновительного уравнения Больцмана, демонстрирует хорошее согласие [198]. Благодаря относительно простой форме уравнений динамики гравитирующего газа, есть возможность провести линейный анализ газодинамических уравнений для поиска неустойчивых решений и сравнения с результатами нелинейных гидродинамических расчетов.

Линеаризация уравнений динамики газового диска (1.1)-(1.2) и уравнения Пуассона (например, в виде 1.24) относительно малых возмущений входящих в них функций может быть представлена в терминах Фурье декомпозиции. Возмущение для поверхностной плотности записывается в виде:

$$\sigma^*(r, \phi, t) = \sigma_0(r) + \sigma_1(r)e^{im\phi - i\omega t}. \quad (3.2)$$

Величина $\omega = m\Omega_p - i\Omega_a$ — комплексная амплитуда возмущения. Действительная часть $\text{Real}(\omega) = m\Omega_p$, которая соответствует скорости вращения узора соответствующей неустойчивой моды, m — номер моды возмущения или количество спиральных рукавов. Мнимая часть Ω_a определяет амплитуду экспоненциального роста амплитуды волны.

Для нахождения параметров неустойчивых решений для гравитирующего диска, подставим возмущенные переменные в двумерные уравнения газовой динамики и уравнение Пуассона, записанные в полярной системе ко-

ординат, и произведем группировку слагаемых по порядку производных. Из возмущенных уравнений движения получим возмущенные скорости и подставив их в уравнение непрерывности. Опуская эти выкладки, можно записать итоговое комплексное интегро-дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2}{dr^2}(w_1 + \psi_1) + \mathcal{A} \frac{d}{dr}(w_1 + \psi_1) + \mathcal{B}(w_1 + \psi_1) - \frac{\mathcal{D}}{c_s^2} w_1 = 0, \quad (3.3)$$

где введены обозначения:

$$\mathcal{A} \equiv \frac{1}{r} + \frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma_0}{dr} - \frac{1}{\mathcal{D}} \frac{d\mathcal{D}}{dr} \quad (3.4)$$

$$\mathcal{B} \equiv -\frac{m^2}{r^2} - \frac{2m\Omega}{r(\omega - m\Omega)} \left(\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma_0}{dr} + \frac{1}{\Omega} \frac{d\Omega}{dr} - \frac{1}{\mathcal{D}} \frac{d\mathcal{D}}{dr} \right), \quad (3.5)$$

где $\mathcal{D} = \kappa^2 - (\omega - m\Omega)^2$. Для совместного решения уравнения (3.3) и совместного решения возмущенного уравнения Пуассона, необходимо их дополнить граничными условиями в центре и на периферии диска. Для этого достаточно потребовать чтобы радиальная компонента скорости u обращалась в ноль на обеих границах.

Уравнение (3.3) можно представить на дискретной сетке $\{r_i\}$, $i = \overline{1, N}$, N - число разбиений. Из полученного после этой процедуры матричного уравнения, с помощью схемы Ньютона-Рафсона определяются собственные функции, соответствующие решениям в виде спиральных волн [199].

Используя описанный подход возможно нахождение экспоненциально нарастающих по амплитуде решений в виде спиральных волн плотности. В результате анализа начального состояния газового диска можно утверждать наличие суперпозиции большого числа спиральных мод — собственных функций. Для одной и той же модели имеют место неустойчивые одно-, двух-, трех- и т.д. спиральные структуры. Каждая из них характеризуется соответствующей комплексной амплитудой возмущения. При этом каждая такая спиральная волна вращается твердотельно с собственной угловой скоростью

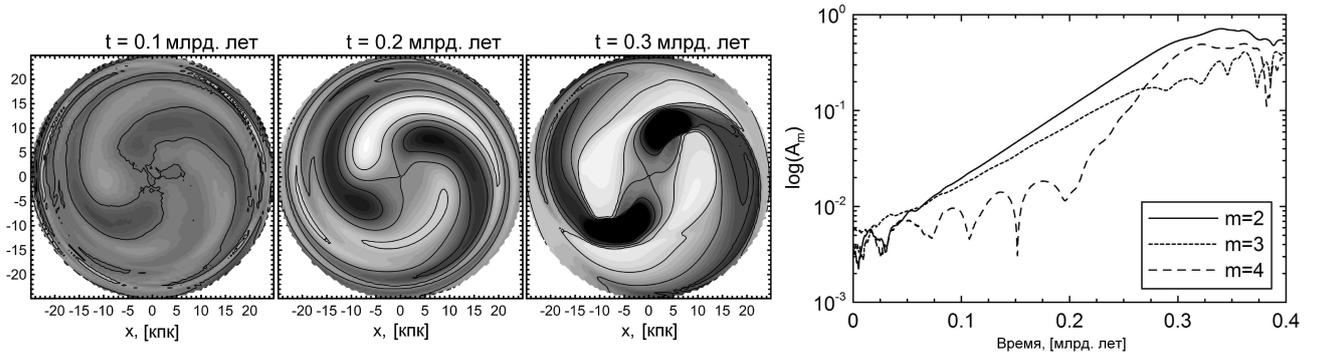


Рис. 3.6. Слева: Эволюция возмущения поверхностной плотности в газодинамическом эксперименте на основе модели С1. Спираль вращается против часовой стрелки. Справа: соответствующая эволюция Фурье-гармоник для мод $m = 2, 3, 4$.

Ω_p и имеет индивидуальную скорость роста амплитуды Ω_a .

Для анализа неустойчивых мод в галактическом диске NGC 5247 была выбрана модель С1. Из совокупности решений уравнения (3.3) для этой модели, была найдена наиболее быстрорастущая двухрукавная мода с собственными значениями $\Omega_p = 1.67$ и $\Omega_a = 2.77$. Однако близкий инкремент нарастания имеет и трехрукавная мода с $\Omega_a = 2.43$.

Чисто газодинамические эволюционные эксперименты, описывающие динамику бесстолкновительного диска, хорошо иллюстрируют найденные в рамках линейного анализа решения. На рисунке 3.6 приведена эволюция возмущения поверхностной плотности газа, демонстрирующая формирование двухрукавного спирального узора. Экспоненциальная скорость нарастания амплитуды волны характерна для двух собственных функций $m = 2$ и $m = 3$, однако трехрукавный узор имеет меньшую амплитуду и заметен лишь на ранних стадиях эволюции. При этом скорость роста возмущений на экспоненциальной стадии согласуется со значениями, полученными в линейном анализе. Двухрукавное решение быстро (в течение нескольких сотен млн лет) достигает насыщения с относительной амплитудой до 50%. После чего происходит быстрое разрушение регулярного спирального узора за счет развития нелинейной гравитационной неустойчивости на малых масштабах.

Несмотря на согласованность решений в рамках линейного анализа и нелинейных газодинамических расчетов время существования спиральных волн в диске невелико. В течение одного-двух оборотов диска двухрукавный узор превращается в флокулентные спирали. Тем не менее важным выводом является обнаружение именно двухрукавной неустойчивой моды, структура которой на стадии нарастания сопоставима с узором галактики NGC 5247. Далее будет рассмотрен набор бесстолкновительных моделей с параметрами, покрывающими разброс наблюдательных данных.

3.1.3. NGC 5247: бесстолкновительные модели

Кривая вращения и значение максимальной скорости определяется полной массой галактики и при этом значительно влияет на динамику бесстолкновительного диска. На рисунке 3.5 показана эволюция амплитуд Фурье гармоник A_m для трех моделей с различными профилями кривой вращения. В модели с быстрым вращением (A3) диск оказывается устойчивым благодаря присутствию массивного гало темной материи. Такая модель не воспроизводит наблюдаемую структуру галактики NGC 5247. В модели B3 возмущения поверхностной плотности растут относительно медленно на фоне экспоненциального нарастания двухрукавной спиральной моды. В течение примерно трех млрд лет с начала симуляции, амплитуда спиральной волны достигает всего лишь 2 – 5% относительно невозмущенных значений. Такая амплитуда волн плотности гораздо меньше наблюдаемой в NGC 5247. В моделях A1, A2, B1, B2 амплитуда возмущений в диске невелика и спиральные волны не нарастают до ощутимых значений подобно расчету A3. Это связано с тем, что такие диски гравитационно устойчивы. Можно сделать вывод о том, что в рамках моделей кривой вращения A и B невозможно объяснить наблюдаемую структуру спиралей в галактике.

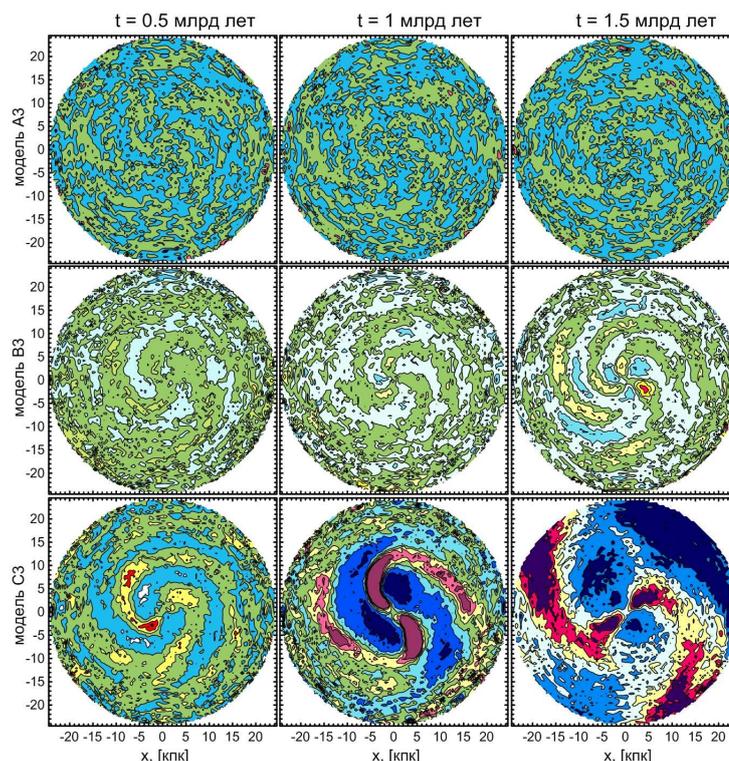


Рис. 3.7. Эволюция возмущения поверхностной плотности в однокомпонентных моделях различающихся начальным профилем кривой вращения.

Ниже рассмотрены результаты расчетов с моделью кривой вращения С. Модель С характеризуется более массивным звездным диском относительно темного гало нежели модели А и В. Минимальное значение параметра Томре Q является индикатором устойчивости звездного диска по отношению к гравитационной неустойчивости. Подобно модели В3, в модели С3 растет двухрукавная спиральная волна, охватывающая весь диск, при этом амплитуда волны гораздо больше. На начальных стадиях ($t < 0.5 \times 10^9$ лет) различима трехрукавная спиральная волна, являющаяся суперпозицией двух- и трехрукавной спиральных мод (см. рис. 3.7). На нелинейной стадии доминирует двухрукавная спиральная структура. Типичная зависимость скорости вращения спирального узора приведена на рисунке 3.8. В течение 0.2 – 0.7 млрд лет, сопровождающихся экспоненциальным ростом амплитуды волны, угловая скорость вращения примерно равна $22 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$. После 0.8 млрд

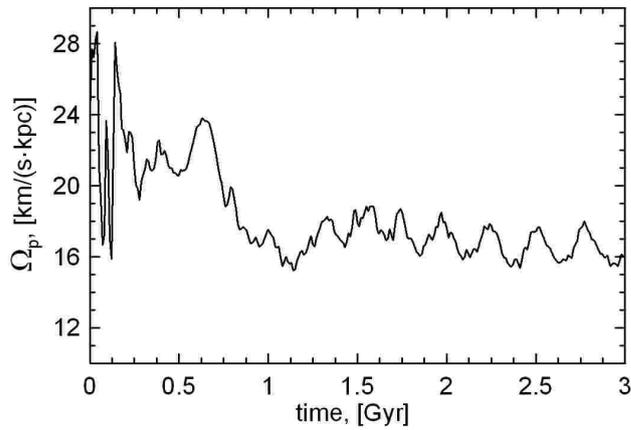


Рис. 3.8. Эволюция значения угловой скорости вращения двухрукавного узора в модели С3.

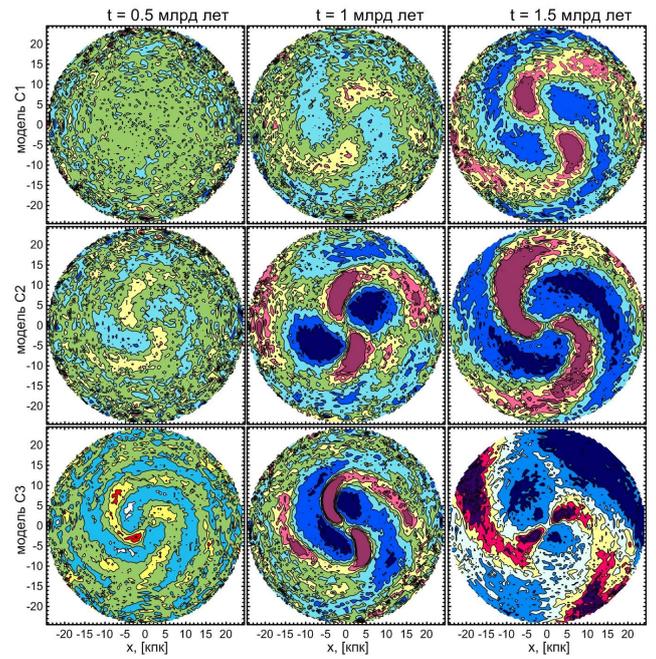


Рис. 3.9. Эволюция возмущения поверхностной плотности в однокомпонентных моделях различающихся начальным профилем дисперсии скоростей звезд.

лет начинается нелинейное насыщение, при котором угловая скорость снижается до $18 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ и остается практически постоянной в течение всего расчета.

Несмотря на большие различия в начальных значениях радиальной дисперсии скоростей в моделях С1, С2, С3 морфология и параметры спиральных структур очень близки как показано на рис 3.9. Можно утверждать, что особенности спиральной структуры не зависят от значений дисперсии скоростей в пределах ошибок наблюдений. Анализ Фурье-гармоник, однако, говорит о том, что в модели с холодным диском время нарастания амплитуды спирали $m = 2$ порядка 0.7 млрд лет, в то время как в модели с динамически горячим диском – 1.5 млрд лет (см. рис. 3.10).

Учет третьего измерения при моделировании галактических дисков (т.е. конечной толщины диска) важен для корректного воспроизведения увеличе-

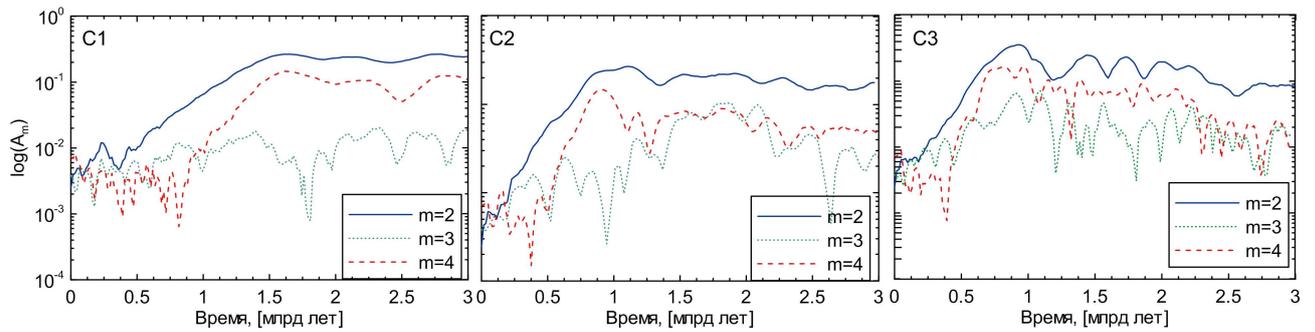


Рис. 3.10. Амплитуды Фурье-гармоник для моделей с различными профилями радиальной дисперсии скоростей.

ния амплитуды плотности в спиральной волне. Вертикальные движения в диске приводят к эффективному уменьшению скорости роста неустойчивой моды. При равных условиях амплитуда волны растет быстрее в более тонком диске (рис. 3.11). В модели с относительно большой толщиной диска $z_0 = 2.1$ кпк структура спиралей, скорость роста амплитуды и амплитуда волны практически не отличаются от модели С3. Напротив, модель с самым тонким диском оказалась сильно неустойчивой по отношению к росту мультирукавных возмущений и образованию флоккулентного узора. Рост возмущений приводит к быстрой и кардинальной перестройке диска вплоть до его разрушения на отдельные части.

В целом, время существования развитого спирального узора, охватывающего весь галактический диск, в чисто бесстолкновительных моделях примерно 1.5 млрд лет. Несмотря на относительно небольшую массу газовой компоненты в галактических дисках, динамическое влияние межзвездного газа и ГУВ на эволюцию диска в целом может быть велико. Следующий параграф посвящен исследованию влияния столкновительной газовой подсистемы в диске на время существования спиральной структуры типа «grand design».

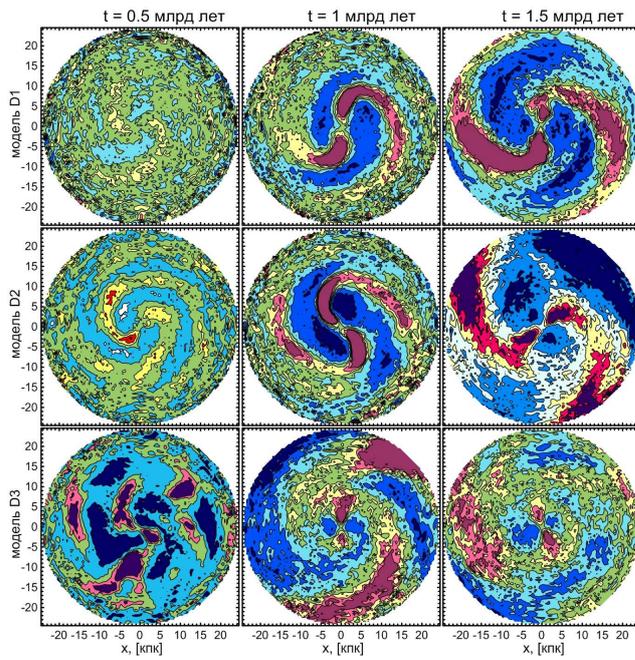


Рис. 3.11. Эволюция возмущения поверхностной плотности в моделях с различной толщиной диска: D3 — $z_0 = 0.9$ кпк, D2 — $z_0 = 1.5$ кпк, D1 — $z_0 = 2.2$ кпк.

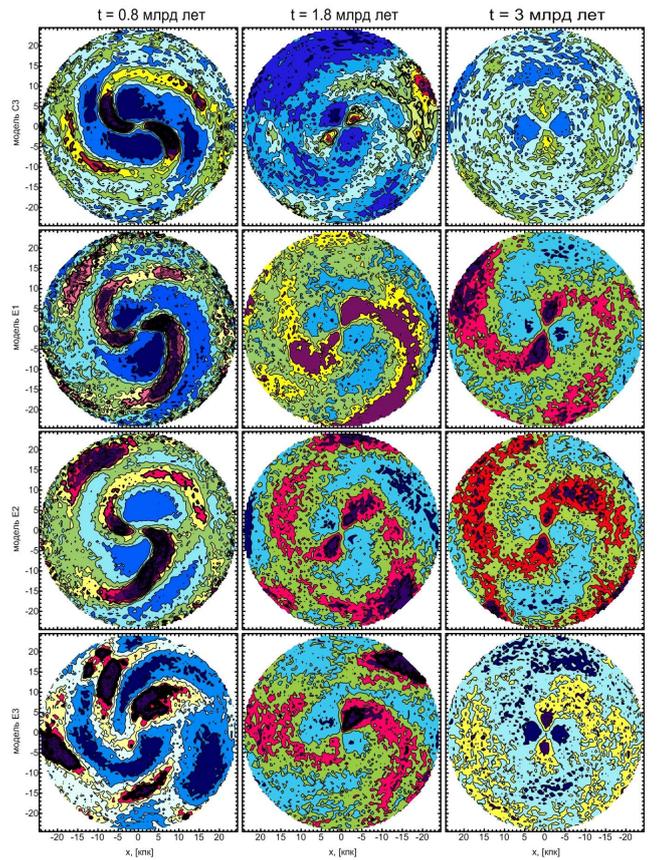


Рис. 3.12. Сравнение эволюции возмущения поверхностной плотности звездного диска в моделях с различным содержанием газа.

3.1.4. Время существования спиралей: роль газовой компоненты в звездно-газовых дисках

В двухкомпонентных динамических моделях было учтено гравитационное взаимодействие между эволюционирующими звездной и газовой компонентами диска. Хорошо известно, что относительно холодная (скорость звука ~ 10 км с $^{-1}$ гораздо меньше наблюдаемых значений дисперсии скоростей в звездном диске) газовая компонента имеет сильный дестабилизирующее влияние на галактический диск, даже если газовая поверхностная плотность гораздо меньше поверхностной плотности звездного диска. Основываясь на однокомпонентной модели C3 был построен набор звездно-газовых моделей, различающихся массой газа внутри оптического радиуса звездного диска. Бо-

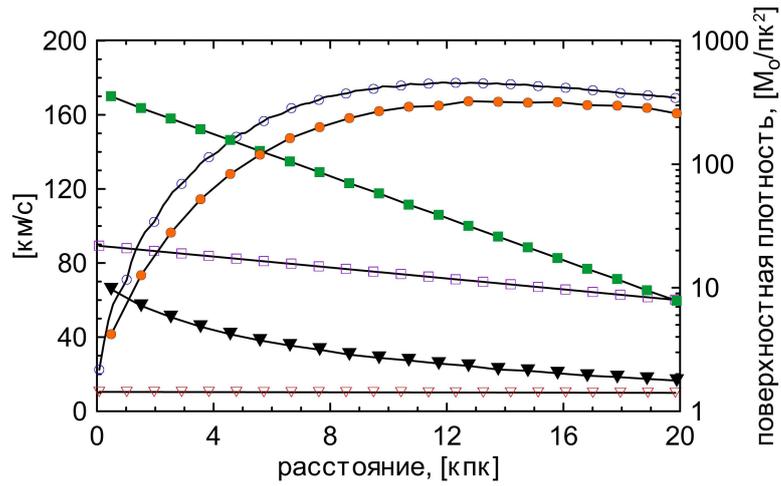


Рис. 3.13. Начальные распределения параметров звездно-газового диска в модели E2: кривая вращения звезд (оранжевые кружки), кривая вращения газа (открытые кружки), радиальная дисперсия скоростей звезд (черные треугольники), адиабатическая скорость звука (оранжевые треугольники), поверхностная плотность звездного диска (открытые квадраты) и поверхностная плотность газа (зеленые квадраты)

лее конкретно, ниже рассмотрены модели с отношением массы газовой M_g к звездной M_s :

$$M_g/M_s = \{0.01; 0.05; 0.1; 0.2\} .$$

Для двухкомпонентного гравитирующего диска каждая подсистема (звездная и газовая) характеризуется различными пространственными распределениями и немного различающимися кривыми вращения. На рисунке 3.13 показаны начальные распределения физических величин для звездно-газового диска, при $M_g/M_s = 0.05$ (модель E2). Различие в кривых вращения звездной и газовой компонент связано с различным вкладом тепловой компоненты скорости в радиальный баланс сил. Звездный диск характеризуется экспоненциальным профилем поверхностной плотности со шкалой $r_d = 4.8$, дисперсия скоростей уменьшается с 70 км с^{-1} в центре до 20 км с^{-1} на периферии диска. Как уже было отмечено газовый диск холоднее чем звездный, скорость звука в газе принята равной 10 км с^{-1} и незначительно уменьшается с радиусом. Техника построения равновесного трехмерного звездно-газового диска

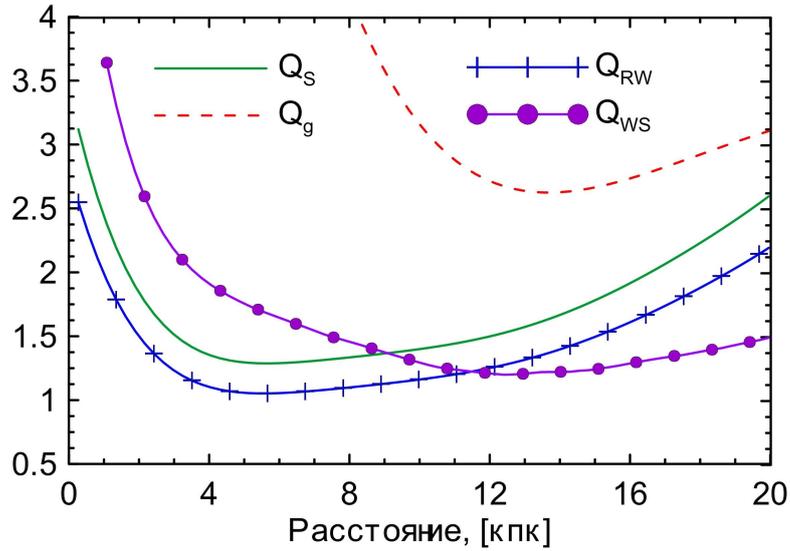


Рис. 3.14. Радиальные профили параметра устойчивости Тоомре для звездной и газовой компонент

подробно рассмотрена в Приложении Г.

Для двухкомпонентного гравитирующего диска критерий устойчивости 3.1 нуждается в модификации. К настоящему времени предложено несколько различных обобщенных критериев оценки устойчивости гравитирующих галактических дисков по отношению. Наиболее очевидной является аппроксимация параметра Тоомре предложенная в работе [200]:

$$\frac{1}{Q_{WS}} = \frac{1}{Q_s} + \frac{1}{Q_g}, \quad (3.6)$$

где Q_s и Q_g — соответственно значения параметра Тоомре для звездного и газового дисков. Однако в работе [201] было показано, что такой критерий не позволяет корректно оценить устойчивость, особенно для дисков конечной толщины. В качестве оптимизации, авторами был разработан новый критерий, учитывающий как толщину звездного, так и толщину газового дисков:

$$\frac{1}{Q_{RW}} = \begin{cases} \frac{W}{T_s Q_s} + \frac{1}{T_g Q_g}, & T_s Q_s \geq T_g Q_g; \\ \frac{1}{T_s Q_s} + \frac{W}{T_g Q_g}, & T_g Q_g \geq T_s Q_s. \end{cases} \quad (3.7)$$

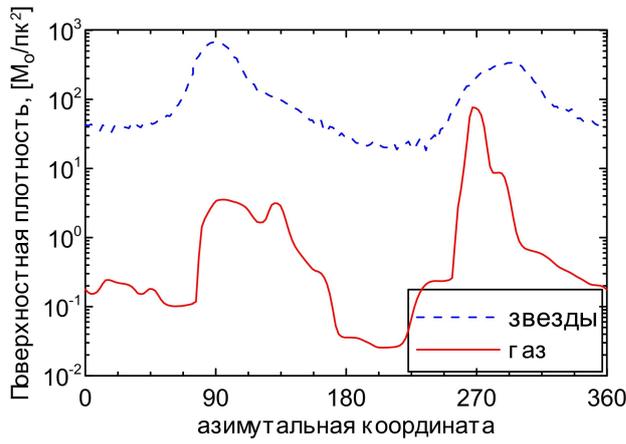


Рис. 3.15. Азимутальный срез поверхностной плотности звездного и газового диска при $t = 1.5$ млрд лет на расстоянии $r = 4.9$ кпк от галактического центра в модели E2

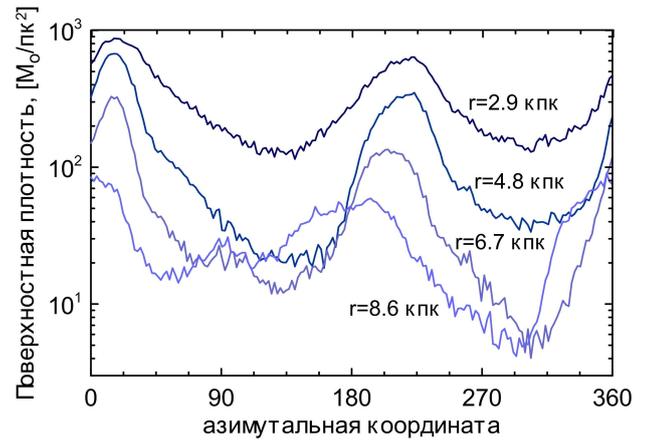


Рис. 3.16. Азимутальные срезы поверхностной плотности звездного диска на различных расстояниях от галактического центра: $r = \{2.88; 4.8; 6.72; 8.64\}$ кпк для модели E2.

Здесь введены обозначения $W = 2c_r c_s / (c_s^2 + c_r^2)$, $T_s = 0.7 + 0.8(c_z/c_r)_s$, $T_g = 0.7 + (c_z/c_r)_g$. Радиальные зависимости для параметров устойчивости Q_s , Q_g и Q_{RW} показаны на рис 3.14.

Эволюция возмущения поверхностной плотности звездного диска в моделях с различной относительной массой газовой компоненты показана на рис 3.12. В течение первого миллиарда лет эволюции двухрукавная спиральная структура формируется во всех двухкомпонентных моделях. Как было показано выше в чисто бесстолкновительных моделях спиральные волны диссипируют и становятся неразличимы на фоне окружающего мелкомасштабного шума. Численные расчеты с учетом небольшой примеси газа, на уровне нескольких процентов, выявляют значительное увеличение времени жизни спирального узора. Для моделей с $M_g/M_s = \{0.01; 0.05; 0.1; \}$ спирали существуют до трех миллиардов лет. Если масса газа больше 10% — мощная гравитационная неустойчивость диска сопровождается образованием комплексной, транзитной спиральной структуры. Радиальная структура диска сильно изменяется относительно своего первоначального состояния в течение первого полумиллиарда лет. Зависимость азимутального распределения плотности

звездного диска от радиуса показана на рисунке 3.16. Заметен сдвиг фазы волны, который характеризует степень закрутки волны плотности. При этом относительная амплитуда волны уменьшается с радиусом.

Проведенные численные эксперименты позволяют утверждать, что в самосогласованных звездно-газовых моделях воспроизводится долгоживущий двухрукавный спиральный узор. Однако, как и в работах [202] и [203], морфология спиральной структуры эволюционирует во времени и общее время жизни спиральной структуры порядка десяти оборотов диска (около трех млрд лет). Для сравнения в однокомпонентных моделях амплитуда спиралей сравнима с наблюдаемыми значениями и не превышает 1 – 1.2 млрд лет.

Формирование спирального потенциала в звездной компоненте неизбежно приводит к образованию спиралей в газе и возникновению ГУВ. Образование фронтов УВ на входе в потенциальную яму можно видеть на графике 3.15. Таким образом, задачи и проблемы, описываемые в этой главе, естественным образом перекликаются с проблемами, описанными в предыдущей главе, в которой более детально рассмотрены процессы в газе в окрестности спиральных волн.

В рамках исследования глобальной гравитационной неустойчивости в галактических дисках были построены звездная и звездно-газования модели спиральной галактики NGC 5247. Расчеты показали неустойчивый характер спиральной моды, которая формирует двухрукавный спиральный узор простирающийся на весь диск с относительной амплитудой волны 10-20%. Эти свойства спирального узора находятся в хорошем количественном согласии с данными наблюдений.

Численные расчеты в чисто бесстолкновительном диске демонстрируют значительную амплитуду спиральной волны на протяжении примерно одного миллиарда лет. Учет холодной газовой подсистемы в галактическом диске приводит к значительному увеличению времени существования спирального

узора. В частности, для выбранной галактики спирали наблюдаются уже в течение трех миллиардов лет.

Необходимо также отметить универсальный характер формирующегося спирального узора. В пределах неточности определения наблюдаемых параметров галактики, численные эксперименты демонстрируют сходные результаты. Эволюция галактических дисков в моделях неизбежно приводит к формированию двухруканого спирального узора. Образование трех или четырехрукавной спиральной структуры не наблюдается. В качестве исключения можно выделить ряд моделей, в которых развитие структур не происходит вообще (модель A1), либо носит хаотический характер (модель D3).

3.2. Генерация спиральных структур трехосным гало темной материи

3.2.1. Введение: темное гало — компонент галактик

Роль темных гало в эволюции галактических дисков к настоящему моменту является предметом дискуссий, хотя общепринято, что самый важный параметр гало — его масса. Среди многих способов оценки массы гало стоит отметить следующие: критерий гравитационной устойчивости в плоскости диска [204–208], условия устойчивости диска по отношению к изгибным неустойчивостям [18, 209, 210], модели галактических полярных колец [211–214], а также из наблюдений гравитационного линзирования [215–217].

Морфология галактических спиральных структур в свою очередь является индикатором наличия значительной доли темного вещества внутри оптического радиуса галактики [24, 184, 218]. Исследование вертикальной структуры звездных дисков дает ограничения на вклад темной материи [209, 219–225]). Модели максимального диска предполагают выполнение соотношения

$M_h/(M_d+M_b) \simeq 0.5-1$, где M_h — масса гало внутри оптического радиуса, M_b — масса звездного балджа, M_d — масса звездного диска [194]. Стоит однако отметить, что некоторые галактики (особенно галактики низкой поверхностной яркости) являются менее массивными, чем этого требует модель максимального диска [226–228]. В основном, однако, предположение, что масса темного гало M_h сравнима с массой звездного диска M_d внутри оптического радиуса галактики, является адекватным.

Согласно современным космологическим моделям имеет место несферический характер распределения плотности темной материи в гало галактик [4, 229, 230]. Как говорилось выше, выявление механизмов поддержания долгоживущей спиральной структуры является важной астрофизической проблемой. Один из таких механизмов — взаимодействие с неосесимметричным гало темной материи. Хотя динамика баров и близкие пролеты спутников способны индуцировать образование спиралей, но эти события дают лишь кратковременный эффект. В отличие от этих факторов темное гало может сохранять свою форму в течение космологических времен и долго влиять на глобальную динамику галактик. Задача состоит в том, чтобы оценить, достаточно ли существующих (наблюдающихся) отклонений от аксиальной симметрии формы гало для поддержания спирального узора в бесстолкновительных гравитационно устойчивых дисках.

Обычно распределение объемной плотности в гало представляется в виде

$$\varrho_h(x, y, z) = \varrho_h(\xi), \quad \xi \equiv \sqrt{\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2}}, \quad (3.8)$$

где случай $a = b = c$ соответствует сферическому гало, а модель с $a = b \neq c$ соответствует осесимметричному гало в плоскости диска. В космологических моделях обычно получаются соотношения $a \geq b \geq c$, при этом чаще всего нет привязки к пространственной ориентации галактического диска. В общем случае отношения $q = b/a$, $s = c/a$ описывают отклонения от сферической

симметрии распределения плотности в гало. Далее в этой Главе полагается, что $a \geq b$ и $c = a$, где a и b большая и малая полуоси гало в плоскости галактического диска. Для задач этой главы наиболее важным параметром формы гало является отношение шкал полуосей q в плоскости галактического диска.

Космологические N -body модели утверждают, что параметры s и q зависят от массы гало и меняются с расстоянием от центра гало [231–233], а также являются функциями красного смещения [234]. Расчеты включающие большое количество частиц (например Via Lactea с $N = (1 - 2.3) \cdot 10^8$, [2, 230, 235, 236]) показывают, что гало темной материи более асимметричные в центральной области чем на периферии, где отношения b/a и c/a близки к единице.

В работе [20, 237] существование спиральной структуры в голубой карликовой галактике NGC 2915, протяженной далеко за пределы оптического радиуса, объясняется за счет вращения триаксиального гало. Основным результатом этих работ является тот факт, что трехосное гало темной материи способно генерировать двухрукавный спиральный узор во внешних областях галактических газовых дисков. Другим результатом N -body расчетов, является выявление антикорреляции среднего значения угла закрутки спирального узора и полной массы системы (диск + гало) [238]. Однако, необходимые в этих моделях параметры вращения гало, противоречат данным космологических расчетов [239, 240]. Тем не менее, необходимо заметить, что эволюция галактик типа «grand design» с учетом трехосного темного гало является плохо изученной.

3.2.2. Свидетельства несферичной формы гало ТМ

Некоторые наблюдательные ограничения на геометрические параметры темного гало определяются из динамики шаровых скоплений, переменных звезд (таких как RR Lyrae), голубых звезд горизонтальной ветви, низкометаллических гигантов, цефеид (типа W Vir) и F карликов [241]. Анизотропия дисперсии скоростей звезд — объектов звездного гало Галактики является индикатором асимметричного распределения темной материи [242]. Звездные гало в других спиральных галактиках также указывают на отсутствие сферической формы гало: $c/a \sim 0.3$ [243]. Динамика разрушающихся спутников помогает сделать ограничения на свойства темного гало, такие как форма, ориентация и распределение массы [244–246].

Галактики с полярными кольцами (ГПК) являются уникальными объектами для исследования формы темного гало благодаря наличию двух подсистем вращающихся во взаимно перпендикулярных плоскостях [247]. В работе [211] анализ кинематики ГПК для нескольких галактик позволил оценить значительное отклонение гало от сферичной формы $c/a \sim 0.5$ [248] и $c/a \sim 0.3 - 0.4$ [249]. В том числе вывод о вытянутой форме гало был сделан на основе положения галактик с полярными кольцами на диаграмме Талли-Фишера [214].

Статистический анализ формы дисков спиральных галактик также показывает некоторые отклонения от осевой симметрии, что может быть косвенным доказательством триаксиальности гало. Так в работе [250] показано, что в фотометрической полосе K_s эллиптичность дисков может достигать $0.02 - 0.3$, при этом это значение меняется в различных полосах и зависит от морфологического типа галактики.

Несмотря на значительное количество прямых и косвенных доказательств трехосного распределения плотности в гало упомянутых выше, его форма и

эллиптичность для конкретных галактик остается плохо известна, более того, иногда оценки формы гало носят противоречивый характер. Во многих работах, например [232, 251–255], изучались различные аспекты того, как неосесимметричный гравитационный потенциал влияет на динамику галактических дисков. Несмотря на это понимание того, что асимметрия гало может играть значительную роль в динамической эволюции галактических дисков в галактиках, остается неполным.

Триаксиальная форма гало позволяет объяснить наблюдаемую форму кривых вращения в галактиках низкой поверхностной яркости [233, 255]. Галактики с ворпами (*warped galaxies*) успешно объясняются в моделях с триаксиальным темным гало [256, 257]. Эффекты отклика бара на трехосные возмущения и его исчезновение в поле вытянутого гало также изучены в работах [258, 259]. Многочисленные N -body модели используются при моделировании формирования баров, погруженных в триаксиальное гало [19, 254, 260]. Уменьшение скорости вращения баров продемонстрировано в работе [261], при этом обмен угловым моментом между частицами гало и бара может приводить к разрушению бара [262].

В таблицу 3.2 сведены различные объекты или модели, для которых оценены параметры полусей гало темной материи.

Темное гало Галактики. Прежде чем перейти к описанию моделей галактических дисков, рассматриваемых в этой главе, следует указать имеющиеся к настоящему моменту представления о форме гало темной материи в нашей Галактике. Современные модели процесса формирования Sgr-потока указывают на существование наклона между плоскостью вращения галактического диска и к одной из осей трехосного темного гало [263]. Как показано в [264] предположение о сферичности потенциала для гало Галактики применительно к приливному потоку Sgr dSph приводит к противоречивому результату: с одной стороны лидирующий рукав потока требует сплюснутого гало,

с другой стороны распределение радиальной скорости звезд в рукаве лучше согласуется с вытянутой формой гало. Предположение о трехосности потенциала позволяет снять данное противоречие. В соответствии с результатами Sloan Digital Sky Survey (SDSS) и Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration (SEGUE) гало Галактики имеет трехосную форму со шкалами $s = 0.63$, $q = 0.75$ [265]. В работе [266] сделан вывод о том, что гало Млечного Пути является сплюснутым ($s = 0.7$) и неосесимметричным внутри 28 кпк ($q = 0.98$).

3.2.3. Численные модели галактических дисков в поле гало ТМ

Неосесимметричный потенциал темного гало. В качестве базовой модели гравитационного поля темного гало выберем обобщение квазиизотермического гало [291]:

$$\Psi_h(x, y, z) = 4\pi G \varrho_{h0} a^2 \cdot \left\{ \ln(\xi) + \frac{\arctg(\xi)}{\xi} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \xi^2}{\xi^2} \right\}, \quad (3.9)$$

где $\xi = \sqrt{\frac{z^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{x^2}{c^2}}$. В этом случае уравнение Пуассона дает соответствующее распределение плотности

$$\varrho_h(x, y, z) = \left(\frac{z}{a^2} + \frac{y}{b^2} + \frac{x}{c^2} \right) \frac{1}{\xi^2} \times \left\{ 3 \frac{\arctg(\xi)}{\xi^3} - \frac{2}{\xi^2} - \frac{1}{\xi^2(1 + \xi^2)} \right\} + \left[\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right] \cdot \left[\frac{1}{\xi^2} - \frac{\arctg(\xi)}{\xi^3} \right]. \quad (3.10)$$

В предельном случае симметричного гало $a = b = c$ имеем из (3.9), (3.10) модель квазиизотермического гало, которое обеспечивает постоянство скорости вращения на больших расстояниях ($r \gg a$), т.е. кривая вращения имеет вид плато.

Необходимо отметить, что космологические симуляции предсказывают универсальный характер структуры вириализованных гало темной материи.

Таблица 3.2. Оценки параметров a, b, c , определяющих форму темного гало, по различным данным наблюдений и моделированиям.

Объект / Метод / Модель	$s = c/a$	$q = b/a$	Комментарий
Космологические Λ CDM-модель	0.7	0.8	[267] WDM-гало примерно на 10% сферичнее, чем в CDM-моделях.
CDM гало	$0.54 \left(\frac{M_{vir}}{M_*} \right)^{-0.05}$		[236] для расстояний $0.3r_{vir}$.
Космологические CDM-модели	0.6	0.75	[231]
Образование звездного гало в результате приливного разрушения спутников	0.21–0.36	0.25–0.96	[243] CDM-модель и звезды при $r < 10$ кпк
Космологические Λ CDM- и SCDM-модели	0.6	0.75	[268]
Космологические Λ CDM-модели	0.5	0.8	[234]
Проект Via Lactea	0.64		[2]
_____	0.45	0.5	[230]
Форма гравитационного потенциала в CDM-симуляциях	0.72	0.78	[232] Оценка для внутренних областей (периферия более сферическая).
RR Луае, красные гиганты	0.2		[242] Оценка для внутренней части гало
Звездное гало в Галактике	0.63	0.75	[269] Большая полуось под $\sim 60^\circ$ в направлении к галактическому центру. Угол между малой осью и z направлением 13° .
Профили яркости звездного гало для выборки из 1047 галактик видимых с ребра.	0.6		[270] SDSS
Звездное гало и вращение диска.	0.5		[249] "Edge-on" галактика NGC 5907
Слабое линзирование	0.67		[271] Проекция отношения полуосей
Микролинзирование	0.6		[272] MACHO
Гравитационное линзирование	0.75		[273] Для спиральной галактики SDSS J2141.
Моделирование Магеланового потока	0.8–0.9		[274]

Динамика звездных потоков	$\simeq 1$		[275]	Значения для фиксированной массы гало и диска
Sagittarius Dwarf Tidal Stream	0.72 (0.44)	0.99 (0.97)	[276]	Для плотности $20 < r < 60$ кпк (в скобках — для потенциала).
Sagittarius dwarf spheroidal galaxy (Sgr dSph)	0.67	0.83	[277]	Для гало внутри 60 кпк.
Sagittarius, M гиганты	$\sim 5/3^{**}$		[278]	Плотность темного гало
Звездный поток GD-1 (фотометрия)	0.83–0.94		[279]	Оценка для потенциала $r \simeq 15$ кпк.
Два приливных рукава Sgr	0.92–0.97		[246]	Для потенциала
Приливные потоки вокруг Галактики	> 0.7		[244]	На основе сравнения с N -body моделями
Sagittarius dwarf	0.6–0.8		[245]	
SDSS, Sagittarius и Monoceros потоки	0.7	0.98	[266]	В диапазоне 25 – 30 кпк для Галактики
Звездные приливные потоки из M32 и NGC 205 в гало M31	0.6		[280]	
Распределение HI вдоль радиуса Галактики	0.5–1.25		[281]	Наиболее вероятное значение $q = 0.8$.
Распределение HI вдоль радиуса галактики NGC 891, NGC 4244	0.3		[281]	
—— UGC 7321.	1		[282]	
Радиальная зависимость вертикальной шкалы HI в M31.	0.4		[283]	
Распределение и кинематика атомарного водорода	0.2–0.8	0.9	[284]	
Звездные диски "face-on"(IR)		≥ 0.95	[285]	Для потенциала
Полярное кольцо	0.4		[286]	NGC 4650A
——	~ 0.6		[214]	AM 2020-504 и UGC 4261.
——	$0.86 \div 1.05$		[211]	NGC 4650A, ESO 415-G26
——	0.5		[287]	IC 2006
——	0.5		[248]	A0136-0801
——	0.7		[288]	NGC 5122
——	0.9		[289]	UGC 9796
——	0.8,0.95	1,1.1	[290]	для SPRC-7 и SPRC-260***
X-гау изофоты для E-галактик	0.5		[281, 284]	NGC 720, NGC 1332, NGC 3923

** — сплюснутая форма.

*** — обозначения из [11].

Для сферически симметричного случая этот профиль объемной плотности имеет вид [292]:

$$\varrho_h(r) = \frac{\varrho_{h1}}{(r/a)(1+(r/a))^2}, \quad (3.11)$$

где ϱ_{h1} — значение объемной плотности ТМ в центре. Отличительной особенностью этого распределения (так называемый профиль NFW) является так называемый центральный касп — интегрируемая особенность при $r \rightarrow 0$ [293]. Трудностью применения этой модели является то, что наблюдается очень малое количество галактик с каспом, в то же время в расчетах этот профиль формируется практически неизбежно. Подробнее проблема центрального каспа рассмотрена в следующей Главе. Использование профиля NFW осложняется тем, что переход к такому характеру распределения неизбежно приводит к особенности решения в точке $r = 0$. По этим причинам в расчетах используется описанный выше квазиизотермический профиль гало темной материи (3.10). Однако, существует еще несколько распространенных профилей плотности, с помощью которых успешно решаются различные задачи определения скоростей вращения галактик и относительных масс галактических подсистем: профиль Бюркerta [293], экспоненциальное гало [294] и профиль Эйнасто [295]. Эти предположения о распределении плотности в гало ТМ допускают переход от сферического потенциала к трехосному заменой $r \rightarrow \xi$ (см. уравнение 3.8). Однако выбор конкретного распределения плотности темного гало лишь незначительно влияет на результаты полученные в рамках описанных в этой Главе моделей.

Скорость вращения гало темной материи предсказывается в стандартной Λ CDM космологической модели. Нескомпенсированный момент вращения темных гало может накапливаться в процессе многократных слияний более мелких структур [296–298]. Наблюдения, по которым определяется характер вращения темных гало практически отсутствуют, однако, исходя из сообра-

жений подобия можно сделать предположение, что их кинематика близка по свойствам к кинематике эллиптических галактик. Скорость вращения эллиптических галактик чаще всего является твердотельной и абсолютные значения скорости меньше чем хаотическая компонента скоростей звезд. Поэтому, относительно вращения дисковых галактик, справедливым предположением будет медленное вращение гало темной материи, радиус коротации для которого располагается на периферии диска или за оптическим радиусом. Эффекты связанные с "раскачиванием" (tumbling) гало, в фиксированный момент времени, неотличимы от вращения гало в целом (а не частиц ТМ) [240]. Однако, оценки этих процессов в численных экспериментах, указывают на малые значения изменения ориентации гало — не более одного $\text{км с}^{-1} \text{кпк}^{-1}$ [239].

Параметры моделей.

В этом параграфе используется следующая система безразмерных единиц: единица пространственного масштаба соответствует 10 кпк, при выборе $G = 1$ и единице измерения времени 91 млн лет, получается значение единицы скорости 110 км с^{-1} . Такие обозначения позволяют оценить единицу массы равную — $10^{11} M_{\odot}$. В этой системе единиц значения параметров моделей задаются в следующих пределах.

- относительная масса гало $1 \leq \mu = M_h/M_d \leq 4$ внутри пределов звездного диска $R = 4r_d = 1$, где r_d экспоненциальная шкала диска.
- $\mu_b = M_b/M_d = 0 - 0.3$ относительная масса звездного балджа со шкалой $r_b = 0.1 - 0.3$.
- Параметр неосесимметрии гало $\varepsilon = 1 - b/a = 0 - 0.25$ в плоскости диска ¹.

¹ Необходимо отметить, что значение параметра $\varepsilon = 1 - b/a$ для плотности гало темной материи, отличается от этого же параметра для гравитационного потенциала ε_{Ψ} : $\varepsilon_{\Psi} \simeq 3\varepsilon$ [299].

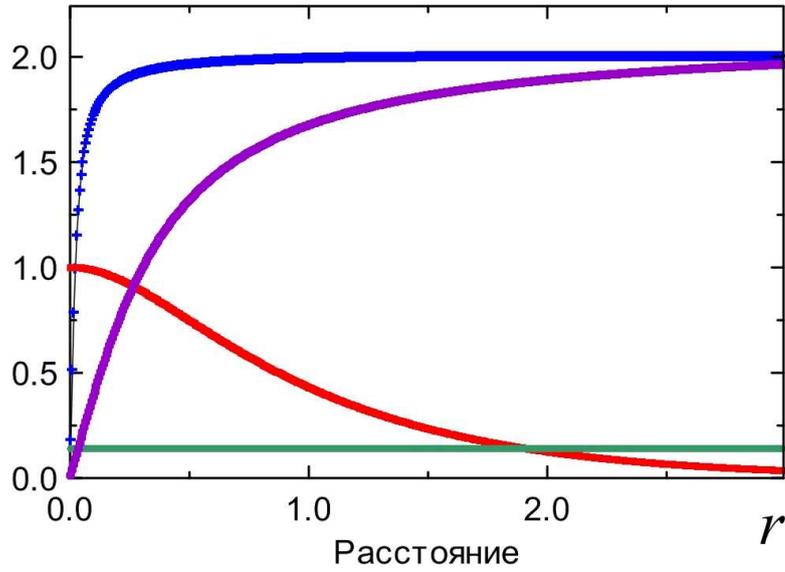


Рис. 3.17. Типичные зависимости скорости вращения $V(r)$ (синяя линия — без балджа, фиолетовая линия — с балджем), поверхностной плотности $\Sigma(r)/\Sigma(0)$ (красная линия), скорости звука $c_s(r)$ (зеленая линия) от радиальной координаты для начального равновесного состояния газового диска.

- $\Omega_h = 0 - 0.3$ угловая скорость твердотельного вращения гало, для которой коротационный радиус находится далеко за пределами галактического диска ($\Omega_h = 0.3$ или $3 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$).
- $\tau_h = 0 - 20$ время нарастания амплитуды неосесимметрии гало от нуля до искомого значения ε .

Газовый диск. Расчеты эволюции газового диска проводились на цилиндрической (r, φ, z) и декартовой (x, y, z) сетках высокого разрешения. Для 2D-моделей размерность численных сеток достигала: 5000×5000 для декартовой, $N_r = 2400 \times N_\varphi = 720$ для полярной. В 3D-модели параметры сетки составляли: $N_r = 600, N_\varphi = 360, N_z = 200$.

Начальное равновесное состояние газового диска определяется радиальными и вертикальными профилями скорости вращения V , плотности ρ и скорости звука c_s при отсутствии радиальных и вертикальных движений $u = w = 0$. Состояние диска удобно характеризовать числом Маха $\mathcal{M} =$

V/c_s . Поскольку \mathcal{M} зависит от координат, то удобно ввести величину $\mathcal{M}_0 = V_{\max}/c_s(r=0)$. На рис. 3.17 приведены типичные радиальные профили параметров диска в начальный момент времени для принятых безразмерных величин. Кривые вращения являются типичными для дисковых компонент с небольшим участком квазитвердотельного роста в центре диска и протяженным участком постоянной скорости.

Начальный радиальный профиль поверхностной плотности газа задавался различным. В частности, в виде законов $\Sigma \propto$: 1) $\exp(-r/L)$, 2) $(1 + (r/L_1)^2 + (r/L_2)^6)^{-1}$, 3) $(1 + (r/L_3)^2)^{-5/2}$, где L_1, L_2, L_3 — пространственные шкалы. Расчетная область в разных моделях находится внутри радиуса $R_{\max} = 3-5$ (где $\Sigma(R_{\max})/\Sigma(0) \ll 1$), обеспечивая отсутствие влияния граничных эффектов. При использовании границы типа «газ-вакуум», все вещество находится внутри расчетной области.

Звездный диск. Начальное равновесие звездного диска в модели N -тел строилось в соответствии с решением уравнения Джинса (см. Приложение Г). Число частиц в моделях варьировалось в пределах $N = (1 - 10) \cdot 10^6$. Стандартным предположением является экспоненциальный характер распределения поверхностной плотности в звездном диске: $\Sigma(r) = \Sigma(0) \exp(-r/r_d)$, где $r_d = 0.25$ — шкала диска. В начальный момент времени все частицы расположены внутри области $r \leq 5r_d = 1.25$. Параметры потенциала гало обеспечивают канонический профиль кривой вращения диска с твердотельным вращением в центральной части и выходом на плато на периферии $V_{\max} \simeq 2$, что обеспечивает значение периода вращения равным $\tau_d \simeq 3$ для края диска.

Начальные распределения радиальной, азимутальной и вертикальной дисперсии скоростей звезд обеспечивают устойчивость диска по отношению, как к развитию гравитационной неустойчивости (в отличие от параметров, использованных в первых параграфах этой Главы), так и по отношению к изгибным возмущениям поперек диска. Устойчивость хорошо сбалансирован-

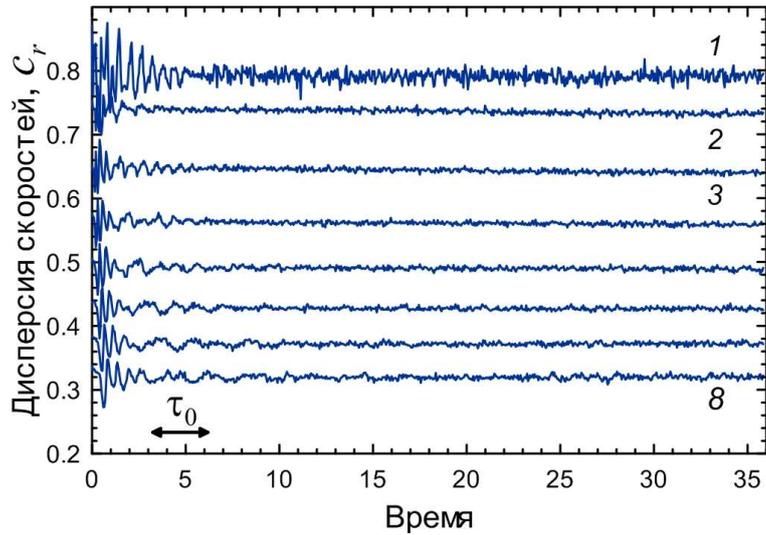


Рис. 3.18. Эволюция дисперсии скоростей звезд c_r на различных радиусах в модели со сферически симметричным гало. Линия 1 соответствует центральной области диска, линия 8 — периферии диска. Стрелка соответствует времени обращения диска по внешнему краю τ_0 .

ного диска была проверена в модели со сферически симметричным гало, для того, чтобы продемонстрировать отсутствие влияния численной вязкости и конечного числа частиц на решение. Оказалось, что выбранный подход к моделированию эволюции диска (в случае осесимметричного гало) сохраняет радиальные профили начального состояния диска ($c_r(r)$, $c_\varphi(r)$, $c_z(r)$), скорость вращения $V(r)$, поверхностную плотность $\Sigma(r)$ и вертикальную шкалу диска $h(r)$ в течение многих оборотов (несколько миллиардов лет). На рисунке 3.18 изображена временная эволюция параметра $c_r(r)$. Хорошо видно, что в построенной бесстолкновительной модели, диск не подвержен динамическому разогреву за счет коллективных процессов и парных взаимодействий частиц.

Далее рассмотрен принципиальный вопрос о возможности генерации различных структур в диске и их морфологии в случае триаксиального гало. Распространение спиральных волн плотности в самогравитирующих дисках требует, чтобы состояние диска было близко к устойчивому $Q_T \leq 2$ (или $Q_T \leq 3$ на периферии диска [207]). Случай $Q_T = 1$ является неустойчивым к

нерадиальным возмущениям. В отличие от предыдущего параграфа этой Главы (3.1), ниже рассмотрены гравитационно устойчивые галактические диски: $Q_T \sim 2-4$ при $r \sim (1-2) \cdot r_d$ для изучения чистого эффекта влияния неосесимметричных возмущений на распределение плотности в галактическом диске.

В начальный момент времени $t = 0$ осесимметричный равновесный диск (звездный или газовый) находится в осесимметричном потенциале $\Psi(r, t = 0)$ с $\varepsilon = 0$ ($a = b$). Затем в течении промежутка времени τ_h значение шкалы a адиабатически увеличивается по линейному закону, так что $\varepsilon = 0.001 \div 0.2$ для различных моделей. Численные эксперименты показали, что от значения τ_h структура возмущений на существенно нелинейной стадии практически не зависит.

Все основные результаты далее получены для случая жесткого потенциала гало, задаваемого в виде внешнего гравитационного поля. Расчет взаимодействия динамического гало с звездным диском описан в пункте 3.2.7. При этом совместная динамика звездно-газового диска на фоне эволюции темного гало, рассмотренная в следующей Главе 4 применительно к другой задаче, подтверждает результаты описанные ниже.

3.2.4. Газовые диски в трехосном гало: результаты экспериментов

Характер течения в газовом диске существенно зависит от набора значений параметров модели. Однако, во всех случаях наблюдается генерация спиральной структуры, причем в основной области диска $0.5 \lesssim r \lesssim 2$ имеем долгоживущую квазистационарную двухрукавную волну. На рис. 3.19 проиллюстрирована типичная долговременная эволюция диска ($t = 40$ соответствует примерно 12 оборотам вращения периферии диска на $r \sim 2$). Двухрукавное возмущение охватывает практически весь диск и является отстающим за исключением самого центра, где наблюдаются более сложные образования.

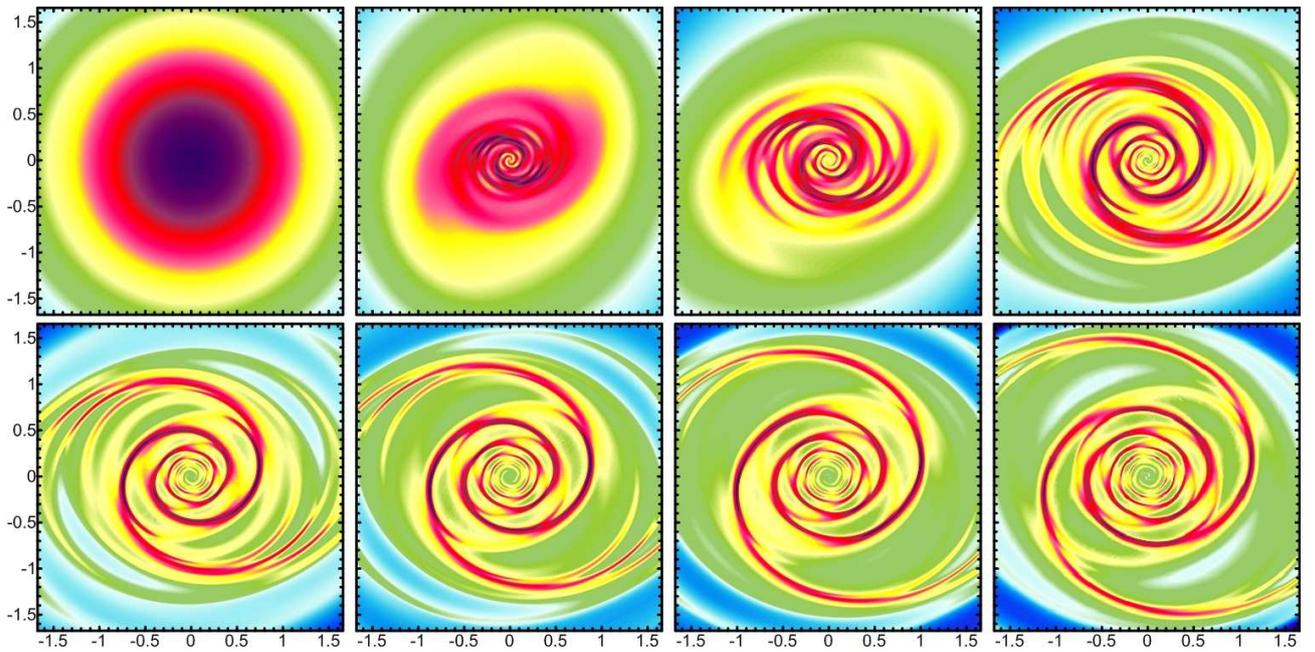


Рис. 3.19. Распределения логарифма поверхностной плотности газа Σ в плоскости диска в различные моменты времени в модели с параметрами $a = 0.02$, $\varepsilon = 0.1$, $M = 10$, $L_3 = 0.7$.

Отметим некоторые характерные особенности морфологии и кинематики диска по результатам проведенных нами численных экспериментов. Наличие неосесимметричного гало во всех случаях приводит к формированию спиральных структур в газовом диске. При типичных условиях возмущения нарастают за один — три оборота диска до сильно нелинейной стадии, образуя систему ударных волн (рис. 3.20 д). Доказательством того, что эти уплотнения ассоциируются с ударными волнами является наличие скачка скорости, температуры и давления на разрывах. Время образования квазистационарной спиральной структуры увеличивается с уменьшением ε . При прочих равных условиях с уменьшением ε спирали оказываются более тугозакрученными с меньшей амплитудой (рис. 3.20 д). Массивное неосесимметричное гало способно генерировать нелинейные волны даже при малых $\varepsilon < 0.01$, но время нарастания в этом случае превышает 8 периодов обращения периферии диска. Формирование спиральной структуры на существенно нелинейной стадии слабо зависит от времени включения неосесимметричной части потенциала

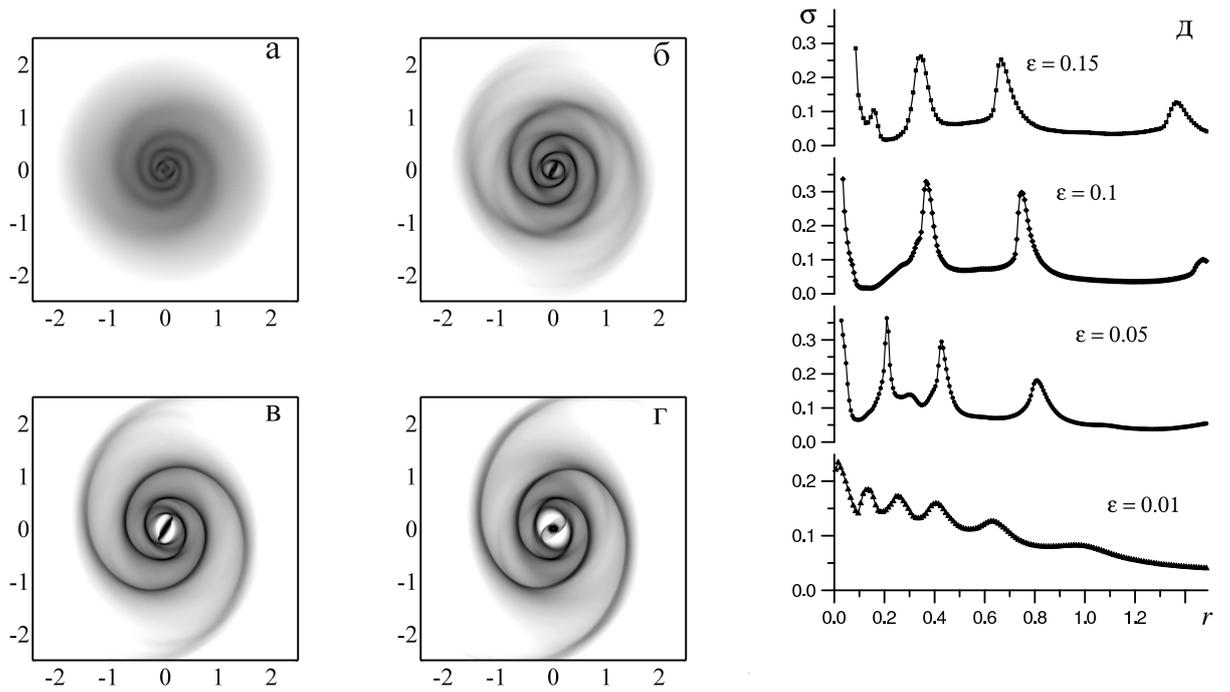


Рис. 3.20. Распределения логарифма поверхностной плотности газа в плоскости диска в модели с различным значением $\varepsilon = 0.01$ (а), 0.05 (б), 0.1 (в), 0.15 (г) при $M_0 = 10$, $a = 0.1$ в один и тот же момент времени и радиальные профили поверхностной плотности для фиксированного значения азимутального угла $\varphi = 0$ для указанных на графике значений параметра ε (д).

τ_h , которое варьировалось от $\tau_h = 0$ (мгновенное включение) до адиабатически медленного включения на протяжении нескольких оборотов вращения периферии диска (порядка $1 - 1.5$ млрд лет для типичной S -галактики).

Анализ структуры течения газа указывает на ее сложный характер, включающий систему ударных волн (УВ) и областей сильных сдвиговых течений (рис. 3.21). Нелинейные (ударные) волны имеют крупномасштабную структуру, захватывая диск вплоть до малых значений плотности $\rho/\rho_{\max} \sim 10^{-3}$. Форма спирали существенно зависит от параметров модели, но она является крупномасштабным образованием, поворачиваясь на угол $\sim 2\pi$, в некоторых случаях превышая 4π . Амплитуда спиральных волн зависит от степени неосесимметрии гало ε , но при всех рассмотренных параметрах происходит формирование ударной волны. В области спиральной волны плотности вбли-

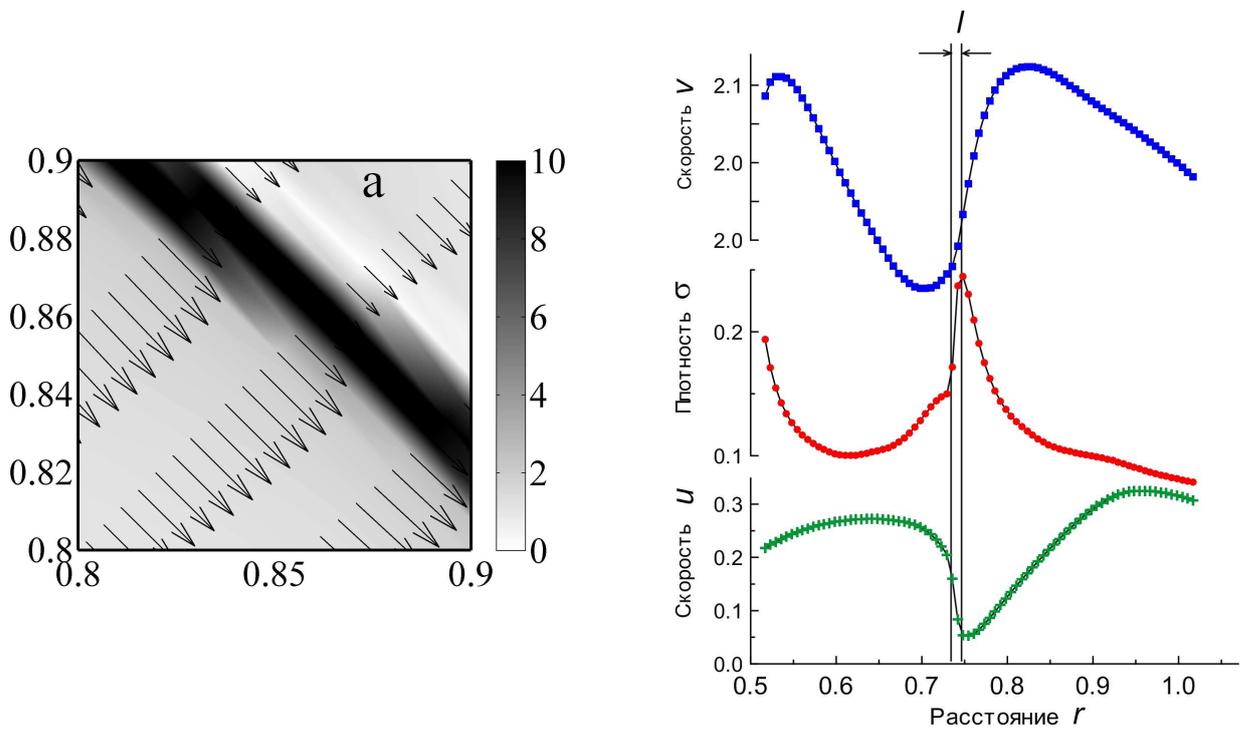


Рис. 3.21. Модель с параметрами $\varepsilon = 0.1$, $d = 0.02$, $L_z = 0.7$, $M_0 = 10$, $\Omega_h = 0$. (а) — Распределение $\lg(\text{div}\mathbf{u}^2)$ (в оттенках серого) совместно с полем скоростей u . (б) — Радиальные профили радиальной скорости u , азимутальной компоненты v , поверхностной плотности Σ вблизи спиральной волны плотности. На кривых отмечены значения функций в узлах численной сетки. ℓ — ширина зоны ударной волны.

зи фронта УВ формируется зона сдвигового течения (см. рис. 3.21 а). Область сильного изменения тангенциальной компоненты скорости велика по сравнению с зоной фронта ударной волны, ширина которого ℓ определяется свойствами численной модели (см. рис. 3.21 б). На фронте УВ величины Σ и u изменяются «скачком» (в пределах ℓ), в отличие от компоненты v , область изменения которой заметно больше ℓ . Ширина фронта УВ ℓ уменьшается с увеличением разрешения численной схемы (при увеличении числа ячеек N_r , N_φ), так что фронт УВ описывается тремя — четырьмя численными ячейками, что достигается использованием робастной газодинамической численной схемы. Ширина области сдвигового течения конечна и не зависит от выбора параметров численной сетки (см рис. 3.21).

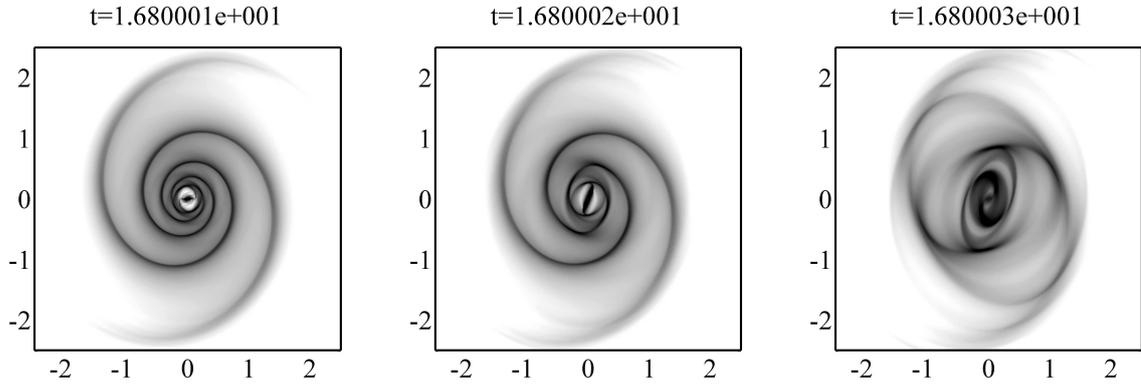


Рис. 3.22. Спиральные узоры с различной геометрией в центральной области в один и тот же момент времени для $M_0 = 10$, $\varepsilon = 0.1$ в моделях с $d = 0.02$ (а), 0.1 (б), 0.3 (в)

Геометрия спиральных узоров зависит от кривой вращения газа $V(r)$, характера распределения плотности в темном гало $\rho_h(r, \varphi)$, радиального профиля поверхностной плотности диска $\Sigma(r)$ и скорости звука $c_s(r)$. В частности, в центральной части диска могут формироваться лидирующие спирали, всегда переходящие на периферии в отстающие, образуя в центре сложные Θ -структуры (возможны вложенные Θ -структуры). На всех рисунках в данной работе вращение газового диска происходит против часовой стрелки. Таким образом, отстающие спирали раскручиваются по часовой стрелке, а лидирующие — против. Наличие лидирующих спиралей в самой центральной зоне диска четко прослеживается на рис. 3.20 б, в, г, 3.22. Уменьшение зоны квазитвердотельного вращения в центре газового диска, как и в случае уменьшения параметра ε , способствует рождению более тугозакрученных спиралей. Одновременно условия для появления Θ -структур в центре ухудшаются. Отстающие спирали возникают уже в самом центре, охватывая весь диск. В более холодных дисках (при больших числах Маха) на нелинейной стадии формируются более тугозакрученные и тонкие спирали 3.22. Учет самогравитации в целом усиливает эффективность формирования спирального узора неосесимметричным гало.

Генерация ярко выраженных Θ -структур, которые образованы лидирую-

щими спиральями в центральной области, происходит в моделях газовых дисков без учета возмущений плотности звездной подсистемы. По всей видимости в самосогласованных звездно-газовых системах центральные Θ -структуры будут проявляться слабее и вопрос о динамике центральной части требует отдельного рассмотрения. Отметим, что сложные структуры газа, проявляющиеся в виде, например, пылевых прожилок внутри бара, хорошо видны на изображениях SB-галактик (например, NGC 1672, NGC 1300, NGC 1365, NGC 3627 и др.). Помимо газо-пылевых спиралей от центра в целом вдоль большой оси, наблюдаются структуры, отслеживающие форму самого бара (см., например, NGC 1097, NGC 1288, NGC 2903), либо внешние спирали начинаются не от концов бара, а охватывают часть передней кромки бара (NGC 4548, VCC 1615). Такого рода примером могут служить так называемые трех- килопарсековые рукава в нашей Галактике.

Типичные значения углов закрутки спиралей i в численных экспериментах лежат в пределах $i \simeq 5^\circ \div 20^\circ$. В рассмотренных моделях более открытые узоры не формируются. На рис. 3.23 показан пример аппроксимации полученной структуры участками логарифмической спирали $r = r_a \exp(\chi\varphi)$ с углом закрутки $i = \pi/2 - \arccos(\chi/\sqrt{1 + \chi^2})$. Угол i для приведенного случая увеличивается от 10° в центральной зоне до 14° на периферии. Небольшое увеличение угла i с радиусом является типичным поведением для построенных моделей.

Обсудим вопрос об угловой скорости вращения спирального узора Ω_p . На рис. 3.24 показаны зависимости угловой скорости вращения двухрукавной спирали Ω_p от времени на различных радиусах r . Выделяется начальная стадия формирования узора ($t \lesssim 10$, ближе к центру эти процессы идут быстрее, чем на периферии), после чего формируется квазипериодический режим вращения нелинейных возмущений. Подчеркнем, что спиральный узор вращается даже в случае неподвижного гало $\Omega_h = 0$. Однако угловая скорость

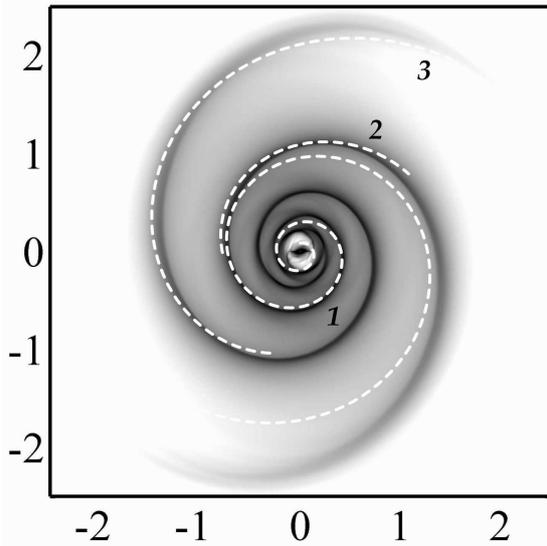


Рис. 3.23. Геометрия спиралей в модели с параметрами $M_0 = 10$, $\varepsilon = 0.1$, $d = 0.02$. На фоне распределения логарифма поверхностной плотности линиями показаны участки логарифмических спиралей с различным углом закрутки: 1 — $i = 10^\circ$, 2 — $i = 12^\circ$, 3 — $i = 14^\circ$.

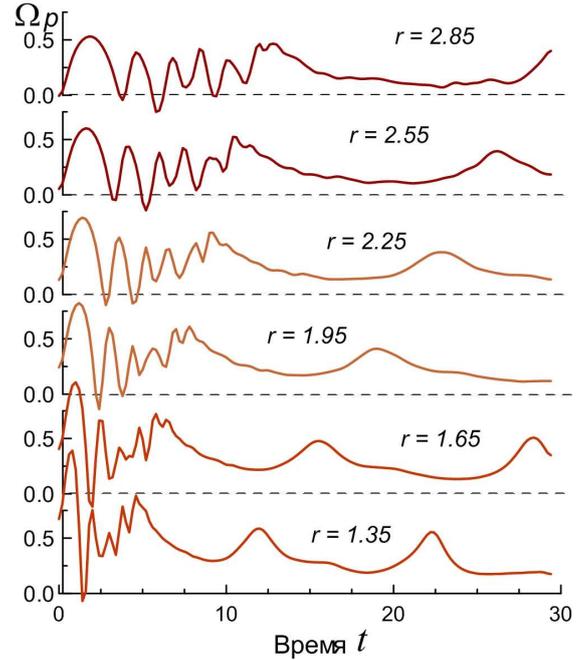


Рис. 3.24. Зависимости $\Omega_p(t)$ двухрукавной спирали для колец диска, находящихся на различных расстояниях от центра r

вращения мала и соответствующий радиус коротации находится за пределами диска. Расчеты с медленно вращающимся гало $\Omega_h \lesssim 0.2$ показывают, что геометрия спиральных узоров и их кинематика слабо зависят от Ω_h . Наблюдается небольшое увеличение угловой скорости волны в диске с увеличением величины Ω_h ². Для обсуждаемого здесь механизма образования спиральной структуры представляют интерес объекты, у которых спиральная структура вращается достаточно медленно, и радиус коротации располагается на периферии или даже за внешними пределами спиральной структуры, как, например, у NGC 3359 [300].

Имеется качественное согласие между результатами двумерных и трехмерных газодинамических расчетов. На начальных стадиях (несколько оборо-

² Как уже говорилось выше, вопрос о положении радиуса коротации, являясь одним из ключевых в теории спиральной структуры, далек от окончательного решения.

тов вращения) генерации спиралей наблюдается образование фронтов сильно нелинейных волн, которые распространяются в вертикальном направлении под углом к плоскости газового диска. Геометрия отстающего спирального узора в основной части диска слабо различается в 2D- и 3D-моделях. Расхождения наблюдаются только в центральной области, где возможно формирование сложных мелкомасштабных структур. В этом случае наличие вертикального измерения способно заметно изменить динамику газа, поскольку в центре заведомо скорость звука не мала по сравнению со скоростью вращения системы, и вертикальные движения играют существенную роль [301].

3.2.5. Морфология спиральных волн в звездных дисках

В рамках изучения динамики бесстолкновительных звездных дисков в поле неосесимметричного темного гало построено около 30 моделей с различным набором начальных параметров, указанных выше. Крайне важно, что в соответствии с моделью газового диска во всех моделях с $\varepsilon > 0.05$ наличие неосесимметричного темного гало вызывает формирование двухрукавного спирального узора в звездном диске. На рисунке 3.25 прослеживается эволюция поверхностной плотности в модели с $\varepsilon = 0.2$.

Двухрукавная спиральная структура формируется в изначально осесимметричном экспоненциальном диске в течении одного-двух периодов вращения τ_0 . Вложенные Θ -образные структуры (схожие с газовыми) и центральный бар могут быть легко различимы во внутренней части диска ($r \leq 0.2 \leq r_d = 0.25$). Модели с «жестким» трехосным гало (т.е. без учета влияния диска на гало) генерируют долгоживущий глобальный спиральный узор, который простирается от центра к периферии диска. Важно отметить, что взаимодействие между диском и потенциалом неосесимметричного темного гало не сопровождается значительным перераспределением вещества или изменени-

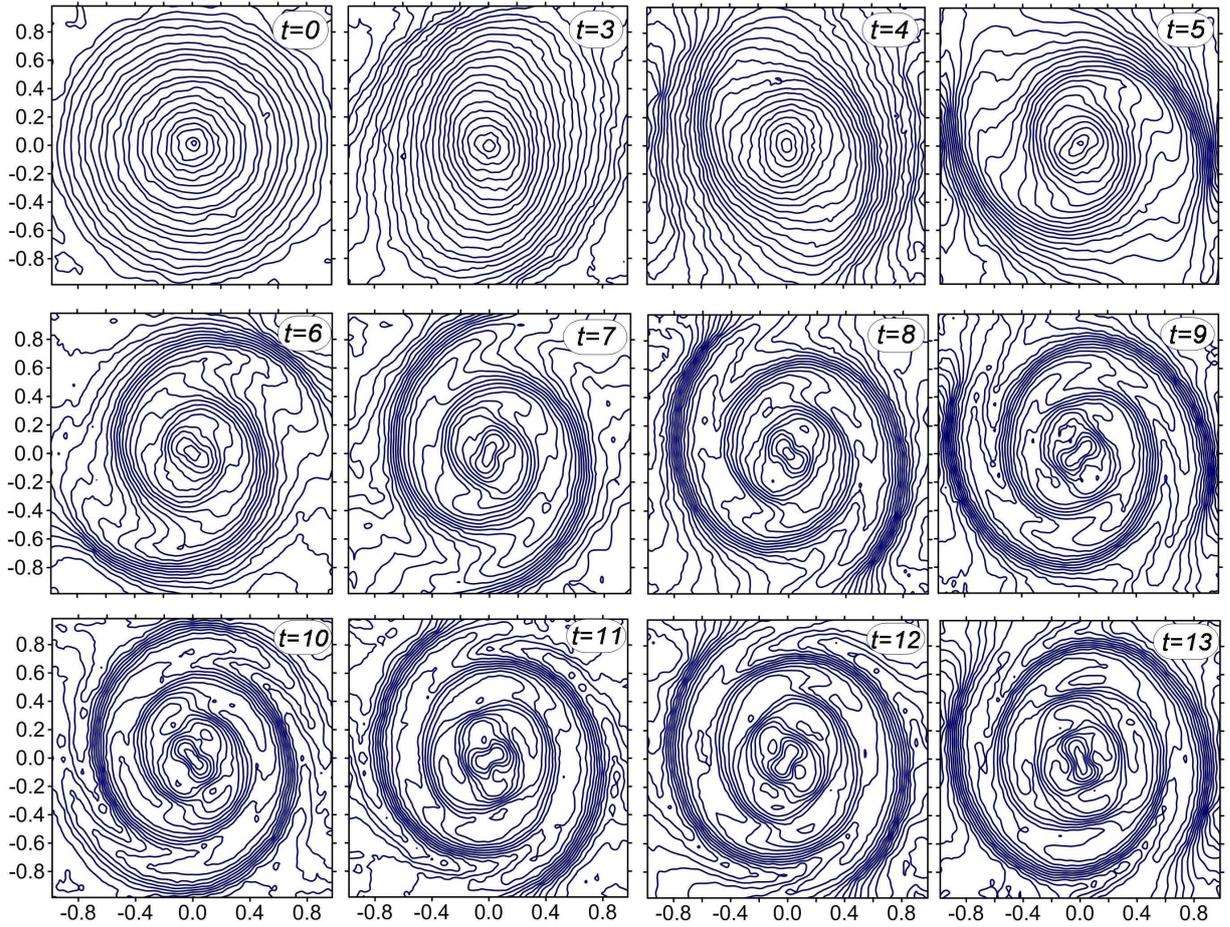


Рис. 3.25. Эволюция поверхностной плотности звездного диска $\Sigma(r, \varphi)$ в модели с $\varepsilon = 0.1$. Один период вращения соответствует трем единицам безразмерного времени.

ем параметров диска, усредненных по азимуту. Более того, звездный диск практически сохраняет начальную форму спирального узора, индуцированного темным гало, в процессе длительной эволюции (миллиарды лет)

Эволюция $c_r(r)$, $V(r)$ и $\sigma(r)$ показана на рисунке 3.26. Отметим, что центр диска (кривые 1 и 2) остается невозмущенным в течении всего периода моделирования, в то время как во внешней части диска можно наблюдать квази-периодические радиальные осцилляции. В отличие от глобальной гравитационной стохастической спиральной структуры, которая образуется в неустойчивых дисках [302], здесь нагрев звездного диска незначителен (за исключением краткого начального этапа эксперимента).

Параметры μ , μ_b , r_b and τ_h существенно влияют на рост спиральной

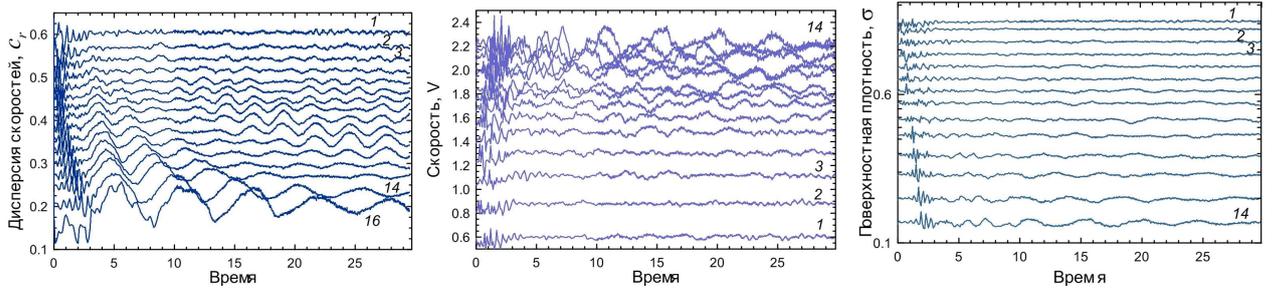


Рис. 3.26. Эволюция параметров диска на различных расстояниях от центра, усредненных по азимуту (нумерация растёт от центра к периферии диска). Большие флуктуации в начале эксперимента ($t < 5$) связаны с небольшими отклонениями начального состояния от равновесия в начальный момент времени.

структуры. Амплитуда звездной волны плотности на ранних этапах моделирования прежде всего определяется параметром относительной массы темного гало μ (см. рисунок 3.27). Однако, после нескольких τ_0 , двухрукавная спираль достигает той же амплитуды при фиксированном значении ε , независимо от μ .

Анализ выборки моделей демонстрирует зависимость амплитуды A_2 спиральной волны от параметра ε для спиральной моды $m = 2$ (см. рисунок 3.28). По всей видимости, ε является параметром, в целом определяющим, свойства спиральной структуры. Несмотря на то, что темп роста амплитуды спиральных волн зависит от относительной массы гало, конечная амплитуда волн определяется неосесимметричным параметром ε (см. рисунок 3.28). На рисунке 3.29 изображена эволюция амплитуды волны на различных радиусах. С помощью определения сдвига фазы вдоль радиуса было определено значение угла закрутки спирального узора, которое изменяется в пределах от 5° до 30° в различных моделях. Однако, в то же время заметно изменение угла закрутки спирали вдоль радиуса. В качестве примера следует указать, что в модели с $\varepsilon = 0.1$ угол закрутки спиралей в среднем равен $\sim 12^\circ$.

Существуют два отличительных свойства спиральной структуры, сгенерированной триаксиальным гало. Во-первых, спирали формируются в доста-

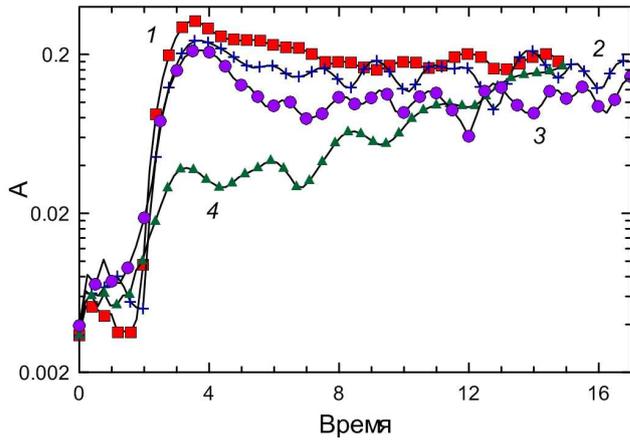


Рис. 3.27. Амплитуды Фурье-гармоник для моды $m = 2$, измеренные во всем диске для различных моделей: 1 : $\mu = 4$, 2 : $\mu = 3$, 3: $\mu = 2$, 4: $\mu = 1$ ($\varepsilon = 0.15$, $r_b = 0.3$ для всех моделей).

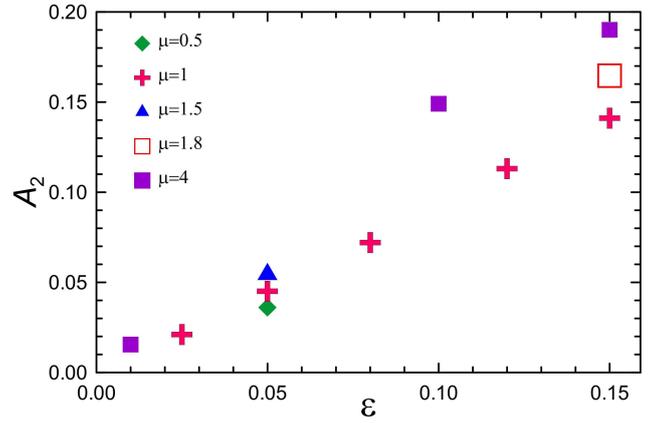


Рис. 3.28. Усредненное по времени значение амплитуды Фурье-гармоники для всего диска для двухрукавной моды как функция значения параметра ε .

точно горячем (т.е. гравитационно устойчивом) диске с параметром Тоомре $Q_T \sim 2 - 4$, в отличие от стандартной теории волн плотности. Таким образом описанный механизм может привести к образованию спиралей даже в устойчивых звездных дисках, например, во внешних областях галактик далеко за пределами их оптического радиуса, где поверхностная плотность диска значительно ниже чем порог гравитационной устойчивости. Во-вторых, формирование спиральной структуры приводит к незначительному разогреву диска на начальном этапе развития спирального узора, и после этого компоненты дисперсии скорости лишь немного возрастают даже в случае значительной амплитуды спиральных волн (см рис. 3.26). Эти свойства значительно отличаются от полученных в N -body моделировании гравитационно неустойчивых дисков, в которых развитие гравитационной неустойчивости сопровождается значительным ростом дисперсии скоростей в течении одного периода вращения. Следует отметить, что незначительный нагрев диска для волн больших амплитуд, который мы наблюдаем в нашем моделировании, может быть результатом ограниченной точности в численном решении уравнений движения.

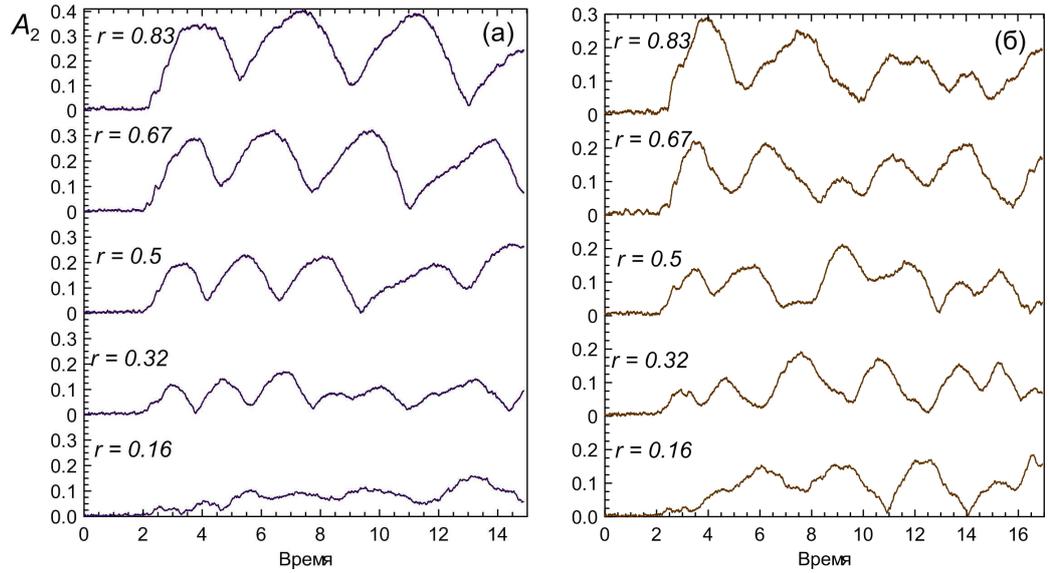


Рис. 3.29. Эволюция амплитуды Фурье-гармоники поверхностной плотности $m = 2$ на различных расстояниях от центра. Слева — $\mu = 4$ и $a = 0.3$; Справа — $\mu = 1.8$ and $a = 0.3$.

Действительно, было обнаружено, что нагрев диска уменьшается с увеличением числа пробных частиц. Эффект нагрева также может быть связан с отсутствием абсолютного равновесия диска в начале моделирования.

3.2.6. Звездные диски в поле трехосного гало: кинематика спиральных волн

Нестационарная эволюция спирального узора характеризуется квазипериодическими вариациями, которые отчасти связаны с радиальным распространением спиральной волны. Однако, существует еще один фактор, влияющий на нестационарную кинематику узора. Спиральный узор вращается с угловой скоростью Ω_p , которая изменяется со временем.

Характерной особенностью, проявляющейся в расчетах является тот факт, что спиральный узор не обнаруживает твердотельного вращения. Напротив, на любом фиксированном радиусе в моделях вдоль азимутального угла скорость вращения варьируется между двумя значениями от Ω_{p1} до Ω_{p2} . Это изменение происходит дважды за период обращения волны (а не вещества

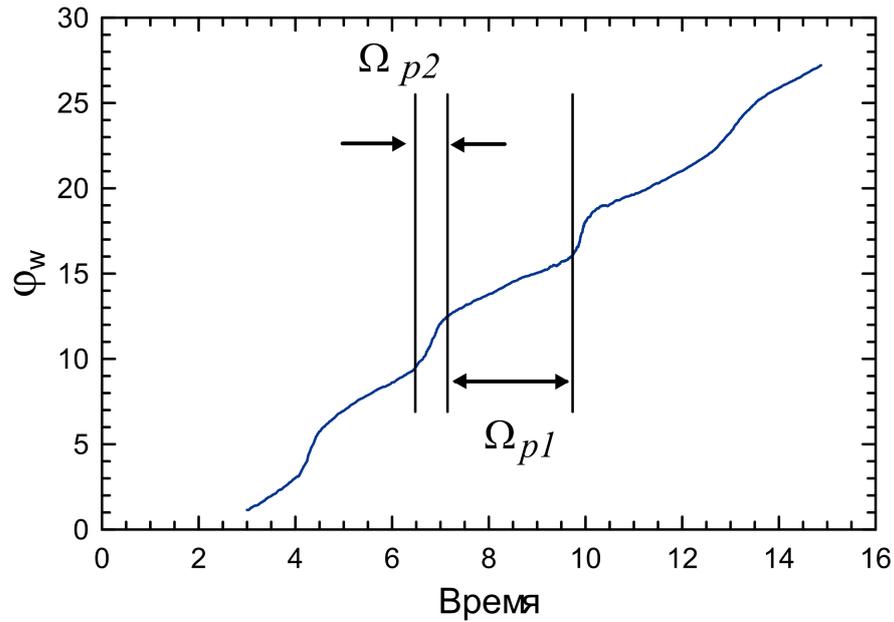


Рис. 3.30. Эволюция фазы спиральной волны $\varphi_w(t)$ на фиксированном радиусе $r = 0.67$. Наблюдается две стадии, различающиеся значением угловой скорости вращения узора $\Omega_p = d\varphi_w/dt$: медленное вращение со значением Ω_{p1} и короткий интервал времени с быстрым вращением $\Omega_{p2} > \Omega_{p1}$

диска) и при этом спиральная структура не разрушается. Основную часть времени волна вращается с меньшей скоростью Ω_{p1} , которая соответствует коротационному радиусу r_{c1} , располагающимся на далекой периферии диска или за его пределами. Затем в течение короткого интервала времени, при прохождении волны сквозь вытянутую потенциальную яму гало, скорость волны увеличивается до значения $\Omega_{p2} > \Omega_{p1}$ (соответственно r_{c2} соответствует $(2 - 3) \cdot r_d$, см. рис. 3.29). Таким образом спиральная волна (ее кинематика), оказывается чувствительной к неосесимметричному потенциалу гало. Квазипериодические вариации скорости вращения спиральной волны в трех-осном гало являются ключевым отличием от кинематики спиралей, эволюционирующих в осесимметричном потенциале (см рис.3.8). По всей видимости, эту особенность можно использовать для определения неосесимметрии и пространственной ориентации темного гало в реальных галактиках. Для этого нужно измерять зависимость скорости вращения спирального узора в

зависимости от позиционного угла. Наиболее перспективными теоретически инструментами для анализа являются метод основанный на выполнении уравнения неразрывности [303] или метод основанный на измерении сдвига фазы между потенциалом и плотностью волны [104]. К сожалению эти задача требуют дополнительных исследований и находится за рамками данной диссертационной работы.

Как показано выше, угловая скорость узора не может быть описана единственным постоянным значением, как в классических осесимметричных моделях: при любом значении радиуса она изменяется дважды на каждом периоде вращения, в результате возникает неосесимметричность гравитационного поля гало (см. рисунок 3.30). В принципе, детальное измерение звездного поля скоростей может помочь определить скачок фазовой скорости в узоре, который пространственно должен указать на большую ось гало. По амплитуде возмущений угловой скорости можно проследить отклонения от симметрии в гало. Лучшими кандидатами на такую диагностику гало являются изолированные спиральные галактики без бара с малым углом закрутки спиралей ($\leq 20^\circ$). К сожалению, в настоящее время точность методов оценки изменения Ω_p вдоль радиального и азимутального направлений является трудной задачей.

Однако отметим, что некоторые наблюдательные данные свидетельствуют о непостоянности угловой скорости узора во внешних и внутренних областях галактических дисков (см. [101]). Оценка скорости бара в Млечном Пути, полученная из газодинамики [304] дает значение $\Omega_b \simeq 52 \pm 10 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$, что соответствует радиусу коротации на конце бара 3.5–5 кпк). С другой стороны, скорость вращения спиральных рукавов Млечного Пути значительно медленнее: наблюдения ограничивают скорость спирального узора в диапазоне $\Omega_s \simeq 17 - 28 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ [305], что соответствует положению радиуса коротации в солнечной окрестности ($\sim 8 \text{ кпк}$). Таким образом, возможно, что

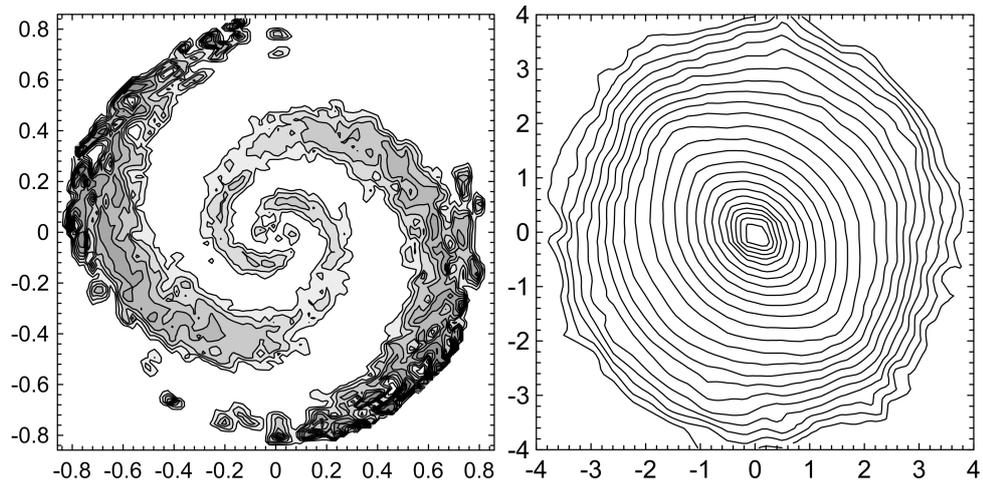


Рис. 3.31. Спиральная структура (слева) и изоконтуры объемной плотности темного гало в плоскости диска (справа) в модели с «живым» гало.

внешняя спиральная структура Млечного Пути главным образом относится к триаксиальному взаимодействию гало-диск, в то время как внутренние спиральные рукава связаны с баром.

3.2.7. Взаимодействие звездного диска с динамическим темным гало

Поскольку в основе космологических CDM моделей лежит идея о динамике и эволюции распределения темного вещества, то важной задачей является показать применимость полученных результатов и в случае динамического (или «живого») темного гало. Для анализа влияния «динамичности» и внутренней подструктуры темного гало, например, наличие субгало, предсказываемых стандартной космологической теорией [17, 306, 307], были проведены N -body расчеты взаимодействия «живого» гало с бесстолкновительным звездным диском («вмороженный диск»). Расчеты выполнялись в несколько этапов. Во-первых, была построена модель квазиравновесного темного гало в которое погружен фиксированный стационарный диск. В этих расчетах полностью воспроизведены все параметры потенциала и диска, указанные

выше для модели с «жестким» гало. Параметр несимметрии гало равен $\varepsilon \simeq 0.2 - 0.3$ и постоянен вдоль радиуса в плоскости диска. Все частицы диска в начальный момент времени расположены внутри $R_{opt} = 1.5$, а гало простирается до $R_h = 5$. Полное число частиц гало равно в наиболее подробной модели $4 \cdot 10^6$, для диска соответственно — $2 \cdot 10^6$. Полная масса гало равна $M_h = 4$. В процессе расчета показано, что после нескольких динамических времен, частицы гало релаксируют к равновесному состоянию, тем самым диссипирует начальный численный шум и шум из-за неточности в определении начальных условий. После этого частицы диска «размораживаются» и начинается полностью самосогласованная эволюция системы гало-диск. Сразу после этого в течение нескольких периодов обращения диска, полностью воспроизводится формирование и эволюция спиральных структур в модели с «жестким» гало (см. рисунок 3.31).

Особый интерес представляет оценка возможного вклада гало в разогрев диска и способность генерировать структуры в нем за счет многократного прохождения частиц гало сквозь диск. Такое динамическое взаимодействие способно генерировать транзистентные структуры. Для этого были проведены расчеты с осесимметричным «живым» темным гало. На рисунке 3.32 показана эволюция дисперсии скоростей звезд диска в такой модели. Хорошо заметно отсутствие систематического разогрева диска, который остается при этом маргинально устойчивым. В начальные моменты эволюции возникают осцилляции дисперсии скоростей диска из-за релаксации небольшой несбалансированности начального состояния. После нескольких динамических времен система релаксирует к равновесному состоянию и существенные изменения дисперсии прекращаются. Транзистентные структуры, формирующиеся в диске, имеют незначительную амплитуду $< 1\%$ в случае симметричного в плоскости диска темного гало, но амплитуда этих возмущений все же в несколько раз больше чем в модели с «жестким» гало.

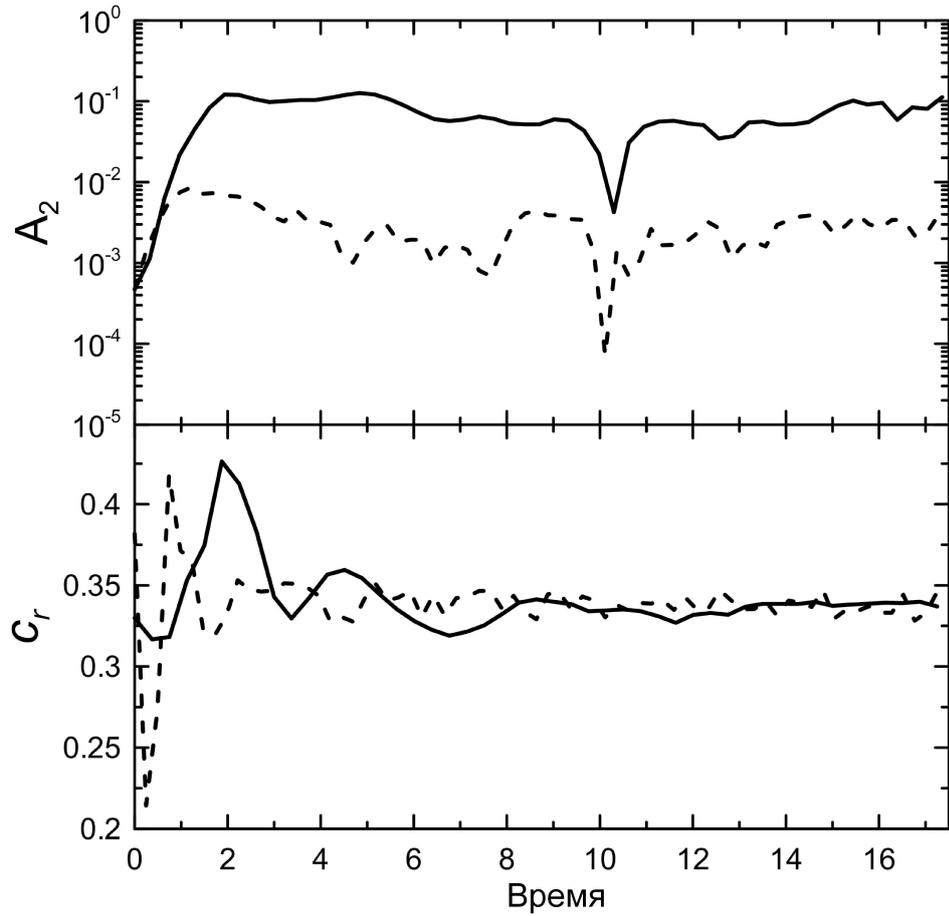


Рис. 3.32. Эволюции диска в модели с «живым» гало: сплошная линия — случай неосесимметричного гало $\varepsilon = 0.1$, пунктирная линия соответствует сферическому гало $\varepsilon = 0$. Верхняя панель — эволюция значений амплитуды Фурье-гармоник, нижняя — эволюция дисперсии скоростей звезд.

В расчетах также был рассмотрен эффект отклика формы гало на формирование спиральной структуре в диске, изначально индуцированной взаимодействием с неосесимметричностью гало. На рисунке 3.31 изображены линии постоянной плотности гало в плоскости диска в момент времени $t = 12$ (около четырех периодов вращения R_{opt}). Изменение параметра неосесимметрии ε объемной плотности гало отслеживалась в трех кольцах в плоскости диска: центральная часть $r_1 \leq r_d = 0.25$, периферия $r_3 \geq 1$ и промежуточная область $r_1 < r < r_3$ (см. рисунок 3.33). Ко времени $t = 10$ амплитуда спиральных возмущений остается небольшой и нет заметного влияния дис-

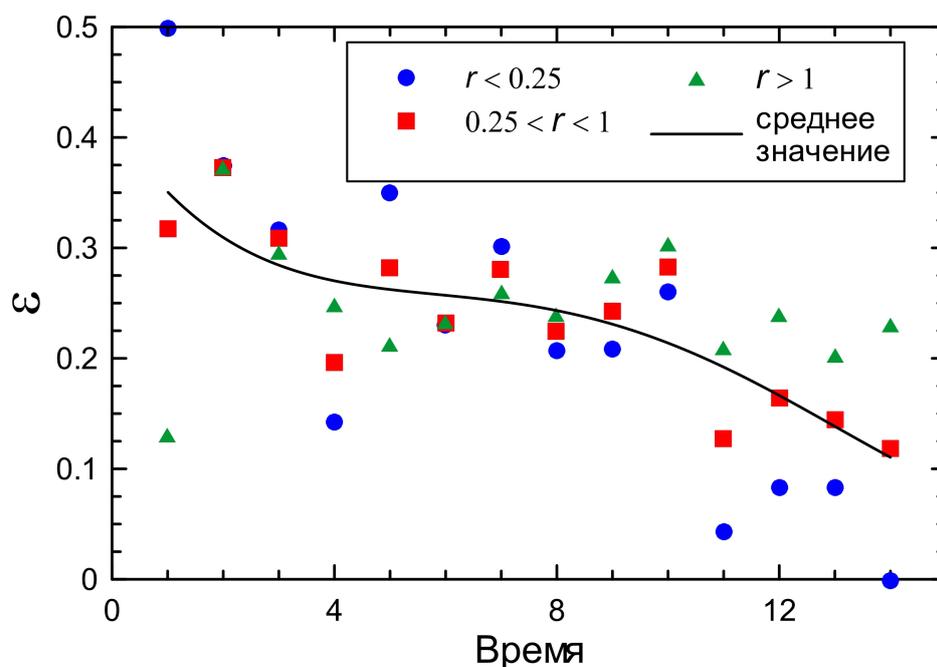


Рис. 3.33. Эволюция параметра неосесимметрии ε в «живом» гало на различных радиусах. Сплошной линией показано сглаженное усредненное значение по всему диску.

ка на форму гало. Часть потенциальной энергии изначально перекачивается из гало в энергию диска, генерируя при этом спиральную структуру. После этого центральная область гало становится более симметричной из-за взаимодействия со спиральной волной в галактическом диске. Локальное значение параметра неосесимметрии в промежуточной области также уменьшается. Наименьшим изменениям, как видно, подвержена внешняя часть гало.

Космологические модели показывают, что темная материя играет значительную роль в формировании и эволюции галактик всех морфологических типов. В данной диссертационной работе приводится значительный объем, прежде всего наблюдательных, данных, указывающих на несферическое, и, в общем случае, триаксиальное распределение темной материи внутри и вокруг галактик. В данной Главе помимо глобальной гравитационной неустойчивости, была рассмотрена возможность формирования спирального узора в присутствии неосесимметричного темного гало. Были проведены численные моделирования N -body высокого разрешения для изучения взаимодействий

между звездным диском и триаксиальным массивным темным гало в условиях формирования спиральной структуры в диске, с различными начальными параметрами диска и гало.

Ключевой вопрос, связанный со спиральной структурой наблюдаемых галактик, являются ли спирали транзистными [29] или долго живущими особенностями [177]. Численные расчеты дают основание полагать, что долго живущий спиральный узор в звездных дисках может быть образован не только внутренними механизмами (как традиционно принято считать) но также посредством гравитационного взаимодействия между трехосным темным гало и галактическим диском. Крупномасштабные спирали образуются в моделях звездных и газовых дисков даже если трехосность гало составляет всего $\varepsilon \sim 0.02 - 0.05$. Также показано, что механизм формирования долгоживущего спирального узора, как упоминалось выше, работает очень эффективно и в динамически горячих звездных дисках (начальное значение параметра Томре $Q_T \sim 2 - 4$). Расчеты также показывают, что наличие газовой компоненты значительно не меняет эту картину (см. следующую Главу). Необходимо отметить, что аналогичный механизм может объяснить наличие спирального узора типа «grand design», наблюдаемого в некоторых карликовых галактиках раннего типа [308, 309]: можно предположить, что их сферические компоненты являются отчасти трехосными.

На рисунке 3.33 продемонстрировано как гало темной материи становится более сферическим в центре в случае формирования спиральной структуры, из триаксиального изначально. Однако более детальное рассмотрение эффектов углового момента обратной связи от диска к гало находится за пределами данного исследования. Динамическое взаимодействие между звездным диском и гало ТМ является резонансным, что приводит к увеличению скорости вращения гало [310]. Необходимо отметить, что в галактиках с баром, угловая скорость бара может изменяться со временем из-за динамического

трения с динамическим гало темной материи (см. например [311]). Численное космологическое моделирование выявляет возможность изменения соотношения осей в галактических гало в процессе их эволюции. Отметим, что параллельно с секулярными процессами (см. [312]) обмен угловым моментом и энергией между «живым» гало и волнами плотности может привести к квази-стационарным периодическим вариациям параметров спиральных рукавов (включая угол закрутки) со временем. Последнее, в свою очередь, может привести к изменениям морфологического типа спиральной галактики в течении ее эволюции (см. [313]).

3.3. Выводы по третьей главе

В заключении сформулируем наиболее важные результаты, полученные в рамках изучения процессов генерации галактических спиральных структур. По первой части главы можно сделать следующие выводы:

1. Глобальная гравитационная неустойчивость собственных мод в галактическом диске галактике NGC 5247 ответственна за формирование крупномасштабного спирального узора.
2. Было показано согласие морфологии наблюдаемых спиральных структур с результатами линейного анализа гидродинамической модели диска, нелинейных чисто газодинамических расчетов, динамических бесстолкновительных расчетов и двухкомпонентных звездно-газовых моделей.
3. Бесстолкновительные расчеты демонстрируют значительное время существования узора по сравнению с чисто гидродинамическими: 1 млрд лет против 300 млн. лет. В свою очередь наличие газовой компоненты в

двухкомпонентных звездно-газовых моделях обеспечивает время жизни до 3 млрд лет.

Полученные во второй части Главе результаты наиболее актуальны для галактик со параметрами схожими с нашей Галактикой. Основные выводы заключаются в следующем:

1. Триаксиальное гало темной материи может генерировать и поддерживать долгоживущую спиральную структуру типа «grand design» в звездном и газовом диске, даже если диск гравитационно устойчив.
2. Для звездного и газового дисков асимметрия темного гало формирует глобальный спиральный узор, даже если триаксиальность гало достаточно мала ($\varepsilon = 0.01 - 0.05$).
3. Конечная амплитуда двухруканных спиральных волн ($m = 2$) зависит от триаксиальности ε и практически независима от начальных параметров диска.
4. Морфология спиральной структуры в моделях достаточна схожа с формируемой в классической теории спиральных волн. Рост спирального узора не приводит к значительному перераспределению массы в диске в радиальном и азимутальном направлении в случае неосесимметричного массивного темного гало.
5. Существование темного триаксиального гало не приводит к значительному нагреву звездного диска (за исключением, возможно, самой начальной стадии взаимодействия), в отличие от спирального узора формирующегося в следствии механизмов гравитационной неустойчивости.
6. Динамика спирального узора не может быть описана единственной угловой скоростью. Вместо этого наблюдается две угловые скорости вра-

щения спирального узора на любом фиксированном радиусе. Большую часть времени спиральный узор на заданном радиусе вращается медленно с угловой скоростью Ω_{p1} , и дважды за период вращения происходит скачок угловой скорости до $\Omega_{p2} \simeq (4 - 5)\Omega_{p1}$, и затем угловая скорость становится прежней. Эти скачки возникают при прохождении через вытянутую потенциальную яму гало темной материи.

7. Выявлена тенденция симметризации гало в плоскости диска в моделях, в которых учтено самосогласованное взаимодействие между диском и темным гало. В таком случае формирование спиральных волн плотности остается эффективным во внешних областях диска в то время, как во внутренних гало становится осесимметричным.

Взаимодействие барионов с каспом плотности темной материи

4.1. Космологические модели формирования галактик: проблема центрального каспа

В целом, прогресс в понимании процессов образования и ранней эволюции галактик позволяет представить довольно ясную картину (см. например, [314–316]). Согласно современным космологическим Λ CDM-моделям, в результате развития флуктуаций плотности появились гравитационно связанные объекты, ансамбль которых эволюционировал иерархическим образом, т.е. «снизу-вверх» (bottom-up). Сначала образовались объекты наименьших масс, а более массивные структуры формировались путем слияния и аккреции этих объектов, состоящих в основном из темного вещества (ТМ), средняя плотность которого примерно в пять-десять раз превышала плотность барионной компоненты. В результате образовалось большое число гравитационно связанных объектов (гало темного вещества) в широком диапазоне масс. Барионное вещество постепенно стягивалось в потенциальные ямы, сформированные гравитационным влиянием гало темного вещества, накапливалось там, и именно на дне этих ям формировались протогалактики и первые звезды (население III), которые меняли химический состав газа, обогащая его металлами. Из-за относительно небольших пространственных масштабов Вселенной на ранних стадиях ($z = 10 - 30$) темное гало с барионным газом в их центральных областях сливались друг с другом довольно быстро, образуя все более крупномасштабные структуры. В дальнейшем (на $z = 1 - 10$), сформирова-

ровались галактики. Слияния близких по размерам и массам галактик (большой мержинг) происходили, главным образом вплоть до эпохи $z \sim 1 - 2$. Примерно к этому же времени в основном завершилось и «приобретение» галактиками момента вращения. В дальнейшем галактики, если они не находились в плотном окружении, могли испытывать как правило лишь малые мержинги со спутниками, обладающими массами менее 10% галактики. Однако, несмотря на очевидный успех теоретического подхода (построения адекватных моделей образования и эволюции галактик), остаются нерешенными многие вопросы, суть которых в несоответствии теоретических выводов (моделей) и наблюдаемых характеристик галактик. Перечислим некоторые проблемы, характерные для космологических моделей образования и эволюции дисковых галактик:

- Плотность темного вещества в центральных областях галактик по данным расчетов гораздо больше наблюдаемого (проблема центрального каспа) [293].
- Соотношение масса-размер в моделях галактик получается существенно менее определенным, чем это дают наблюдения [317].
- В моделях в общем случае не формируются галактики без центрального сфероида (балджа) [318].
- Галактики в моделях лишь частично уравновешены вращением [257].
- Число спутников (маломассивных галактик в группах) по расчетам получается значительно выше, чем наблюдается [319].

Указанные проблемы, по-видимому, связаны с тем, что характерный пространственный масштаб процессов, определяющих эволюцию барионного вещества (галактик), на многие порядки меньше масштабов, на которых протекает эволюция темного гало ($\sim 10^2 - 10^3$ кпк). Для согласованного подхода

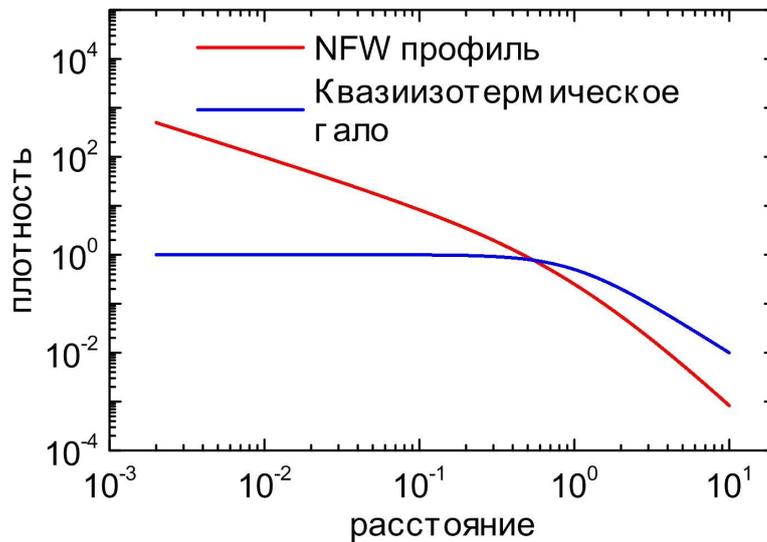


Рис. 4.1. Сравнение профилей плотности для распределения с каспом — NFW (красная линия) и квазиизотермическим распределением (синяя линия).

нужно было бы изучать эволюцию и барионов, и темного гало с одинаковым (пока недостижимо высоким) пространственным разрешением. Даже для галактического диска (на масштабах ~ 10 кпк) невозможно использовать методы (сеточные или SPH), адекватные для включения таких процессов как звездообразование, химическое обогащение межзвездного газа, взрывы сверхновых, нагрев и охлаждение газа, и т.д., т.к. пространственные масштабы этих процессов, как правило, не превышают нескольких парсек. Поэтому в моделях приходится работать в приближении «субсеточной физики». В любом случае повышение разрешения в моделях — важное направление совершенствования теоретического подхода.

Проблема центрального каспа широко известна в многочисленных космологических моделированиях эволюции (сгустков) темного вещества и образования в этих сгустках барионных структур. Суть проблемы состоит в том, что в численных моделях плотность ρ в центре гало стремится к бесконечности, образуя так называемый центральный касп (от англ. cusp — заострённая вершина), а в наблюдениях такие cusp-распределения плотности не проявляются. Профиль плотности в темном гало описывается аппроксимацией $\rho \propto r^\alpha$

при $-1.5 < \alpha < -1$. Например, для наиболее часто используемого профиля NFW [320]:

$$\rho \propto \frac{\rho_0}{(r/r_s)(1 + (r/r_s))^2}, \quad (4.1)$$

где r — расстояние от центра, а ρ_0 и r_s — параметры, описывающие конкретное гало, очевидно, что здесь $\alpha = -1$. В наблюдениях же распределение плотности звезд соответствует распределению плотности в темном гало с $\alpha > -1$, его называют распределением типа «ядро». Для сравнения с наблюдениями обычно используют данные о кривых вращения (или дисперсии скоростей) в центральных областях карликовых галактиках (см., например, [321]). Карликовые галактики более удобные объекты для определения распределения плотности темного гало, которое в таких системах доминирует даже в центральных областях галактик. Для них как раз и наблюдается распределение с характерным $\alpha > -1$. Но и для более массивных галактик наблюдения подтверждают «ядерный» тип распределения плотности темного гало. Например, в работе [322] по результатам $N\alpha$ кинематического обзора выборки из 36 близких спиральных галактик были восстановлены детальные кривые вращения. Результаты декомпозиции кривых вращения этих галактик говорят в пользу квазиизотермического распределения плотности темного гало (т.е. показатель степени α ближе к 0 а не к -1 как в случае распределения NFW). Сравнение профилей плотности NFW и квазиизотермического гало приведено на рисунке 4.1. Разумеется, на решение проблемы каспа были направлены усилия многих исследователей. Применяемые подходы можно объединить в две группы. К первой группе можно отнести подходы, согласно которым проблема каспа решается путем учета свойств темного вещества. Так в [323, 324] доказано, что космологические случайные движения вещества «подогревают» частицы ТМ в коллапсирующих протогало, что приводит к

подавлению каспоподобных профилей плотности внутри формирующихся гало, способствует образованию ядер ТМ в галактиках и позволяет объяснить различие между наблюдаемыми и полученными в численном эксперименте кривыми вращения галактик. Авторы справедливо полагают, что сделанные в рамках данного подхода аналитические выводы должны быть подтверждены численными моделями N тел, что возможно при улучшении пространственного разрешения центральных областей гало. В работе [325] рассматривается модель CDM как ансамбль элементарных частиц со смешением ароматов и проведено компьютерное моделирование формирования крупномасштабной структуры Вселенной. Показано, что если рассматривается смешанная частица (т.е., смесь нескольких ароматов; такая, как, например, нейтралино), то такая частица может постепенно «испаряться» из потенциальной ямы, и, что такая модель темной материи может одновременно решить две серьезные проблемы стандартной CDM космологии, а именно каспа и «нехватки галактик-спутников». В другом подходе (более распространенном) рассматривается влияние барионов, накопившихся в потенциальной яме (обусловленной темным веществом), на распределение и кинематику темного вещества. В рамках Λ CDM подхода ряд авторов [18, 23] рассмотрели «пост» эволюцию темного вещества под влиянием барионов. Механизм воздействия барионного вещества на распределение ТМ обусловлен влиянием сверхновых и/или динамического трения. Конечно, для проявления этих механизмов требуется время (1 – 2 млрд. лет) от момента формирования галактики. В работе [326] на основе линейной теории возмущений и N-body моделей показано, что бар в галактическом диске может превратить уже сформировавшееся распределение темного вещества с центральной конденсацией (касп) в распределения типа «ядро». В рамках численных экспериментов роль динамики барионов рассмотрена в работах [327, 328].

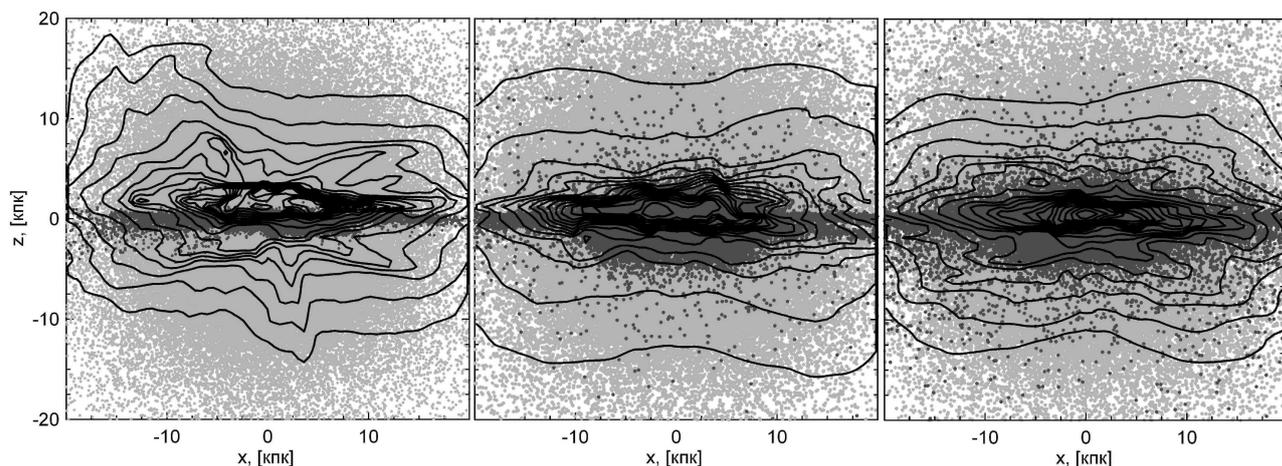


Рис. 4.2. Эволюция барионов (темно серые точки – звездные частицы, черные контуры — газ), в гравитационный потенциал темного вещества (светло серые точки) в моменты времени $t = 10^9$, $t = 6 \cdot 10^9$, $t = 10 \cdot 10^9$ лет

Согласно моделям расчеты показывают, что темное гало оказывается более симметричным к центру, чем на далекой периферии. По-видимому, на масштабах галактического диска массы темного и барионного вещества сравнимы и именно здесь влияние барионного компонента на характеристики темного вещества наиболее существенно. Однако крупномасштабные Λ CDM модели не дают возможность детально проследить структуру и трансформация темного гало на сравнительно малых масштабах галактического диска под воздействием барионного компонента. В данной Главе была построена модель формирования и эволюции изолированной галактики в поле темного гало с учетом звездообразования, feedback (взрывы сверхновых и возврат газа обычными звездами) и тепловых процессов в газе. На основе этой модели была изучена возможная роль барионов в размытии центрального кэспа плотности темного гало и трансформацию распределения темного вещества.

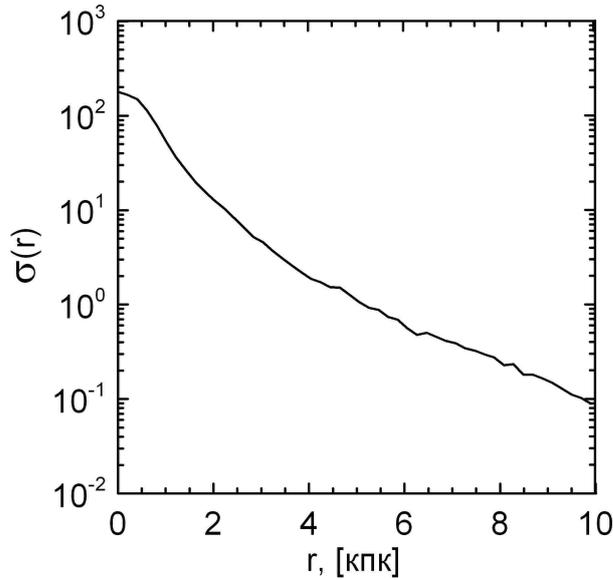


Рис. 4.3. Радиальное распределение поверхностной плотности звездного диска ($t = 10^{10}$ лет)

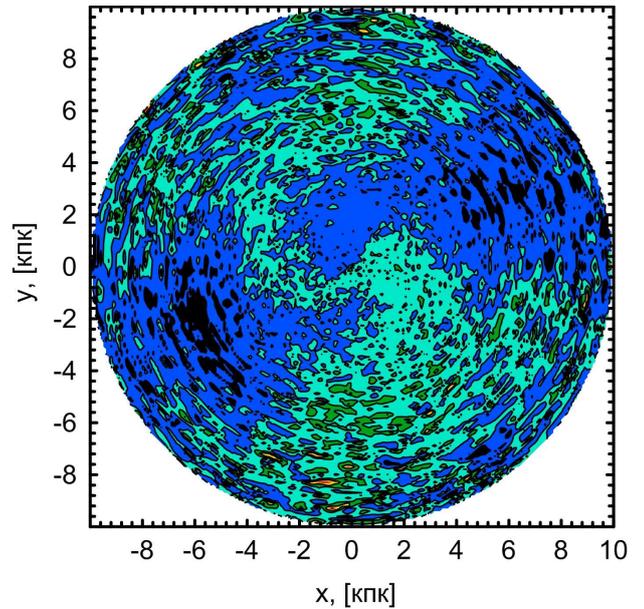


Рис. 4.4. Относительное возмущение поверхностной плотности $\Sigma(r, \varphi)$ звездного диска ($t = 10 \cdot 10^9$ лет).

4.2. Модель формирования и эволюции дисковой галактики с эпохи $z = 2$

Рассмотрена эволюция галактики, состоящей из темного гало и барионного компонента, начиная с эпохи $z = 2$ без учета истории и иерархия слияний до этого момента. В начальный момент масса вещества, содержащегося внутри расчетной области, складывается из массы темного гало ($10^{10} M_{\odot}$) и газа ($5 \cdot 10^9 M_{\odot}$). В процессе эволюции газ мог как аккрецироваться на галактику извне так и покинуть галактику вследствие эволюционных динамических процессов (например, взрывов сверхновых). В начальный момент времени (т.е. на $z = 2$) в гравитационном поле газ с температурой $T = 10^3$ К, вращающийся со скоростью $0.5 \cdot V_c$ (V_c — круговая скорость), был равномерно распределен по гало. Несмотря на распространенность использования в теоретических моделях формирования и эволюции галактик, в которых потенциал темного гало задается как внешний фактор с профилем плотности темного

вещества типа NFW, в данной модели расчет начинается с квазиизотермического распределения плотности с тем, чтобы ответить на вопрос о неизбежности формирования *cuspy* распределения плотности темного вещества в процессе динамической эволюции темного гало.

Газодинамические расчеты проводились на сетке с пространственным разрешением 70 пк. Динамика частиц темной материи ($N = 10^6$) и звезд ($N = (0 - 0.25) \cdot 10^6$) рассчитывалась методом N-body. Совместный гравитационный потенциал системы пробных частиц и газа вычислялся методом TreeCode [47]. Использование сеточного подхода для расчета динамики газовой подсистемы позволяет учитывать открытость системы для возможной аккреции газа внутрь расчетной области, что играет важную роль в процессе эволюции галактики. Были учтены процессы охлаждения, скорость которых определялась согласно [329]. Процесс звездообразования моделировался следующим образом. На каждом шаге интегрирования выбирались ячейки, в которых выполнялись несколько условий: поверхностная плотность газа $\sigma > 10^4 \text{ M}\odot/\text{пк}^2$ и температура газа $T < 50 \text{ K}$. Если динамическое время в ячейке $\Delta t_{dyn} = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$ меньше шага интегрирования Δt_{int} , то в ячейку помещалась пробная частица, которая представляла собой совокупность $10^3 - 10^4$ массивных звезд. Такую совокупность можно представить как звездное скопление, которое в эволюционных расчетах представляется как единое целое. Масса такого звездного скопления представима в виде:

$$m^* = \xi_{SF} \cdot \rho_{gas} V_{cell}, \quad (4.2)$$

где ξ_{SF} — эффективность звездообразования, ρ_{gas} — плотность газа, V_{cell} — объем ячейки. При этом начальная функция масс звезд в таком звездном скоплении не учитывалась. Значения эффективности звездообразования в различных моделях ξ_{SF} выбирались равными 1% и 5%. Начальная скорость рожденной пробной частицы соответствовала скорости газа, из кото-

рого она была сформирована. Кинематика таких частиц рассчитывалась с учетом гравитационного потенциала газа, темного гало и других звездных частиц. Звездные скопления (пробные частицы) на протяжении расчета вбрасывают в галактику массу и энергию за счет двух механизмов: взрывы сверхновых и звездного ветра. В численных расчетах используются различные подходы для реализации взрыва сверхновой в межзвездной среде: впрыск тепловой энергии [329–331] или учет кинетической турбулентной энергии остатка сверхновой [332, 333]. В модели использовался первый подход. На каждом шаге интегрирования $\Delta t_{int} \sim 10^3 - 10^4$ лет проверяется возможность взрыва сверхновой в скоплении. Вероятность такого события — $R\Delta t_{int}m^*$, где R — количество вспышек сверхновых на единичную массу ($1M_{\odot}$) за единичный интервал времени (год). Для нашей Галактики характерное значение $R = 10^{-13} M_{\odot}^{-1} \text{ год}^{-1}$, для галактик со вспышкой звездообразования R достигает значений $10^{-11} M_{\odot}^{-1} \text{ год}^{-1}$. В модель был введен регулирующий параметр E_{SN} с тем чтобы варьировать вклад сверхновых в этих пределах значений R . Для E_{SN} использовались значения 0.1 и 0.2. Когда в звездном скоплении взрывается сверхновая, энергия которой 10^{51} эрг, она (энергия) передается в межзвездную среду. В дальнейшем часть этой энергии естественным образом переходит в кинетическую. Вторым механизмом передачи вещества от звезд (пробных частиц) газу является потеря массы звездами. Возврат газа в межзвездную среду может быть значителен [334]. На каждом шаге интегрирования системы уравнений, описывающих динамику звездных скоплений, ими теряется часть массы, таким образом, что каждая частица (скопление) за 10^{10} лет теряет (возвращает в газ) половину своей первоначальной массы. Для сравнения влияния вещества дисковой галактики на вариации плотности темного гало были также проведены N -body симуляции эволюции темного вещества без учета газовой и звездной подсистем.

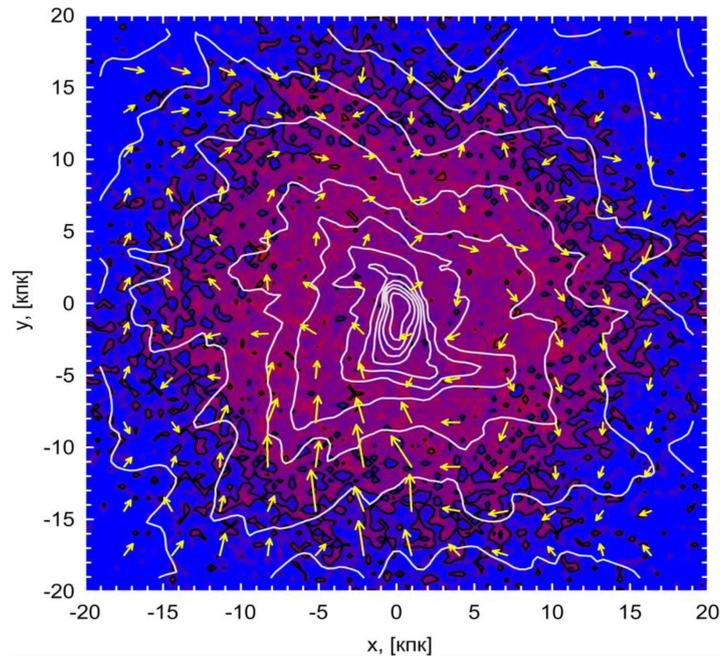


Рис. 4.5. Поле скоростей газовой компоненты в плоскости галактического диска. Белыми изолиниями показана поверхностная плотность газа, серым — поверхностная плотность звездного диска.

4.3. Размытие уплотнения темной материи в центре дисковой галактики: роль эволюции барионов

На рис. 4.2 показана эволюция барионов, в гравитационном потенциале темного вещества. Первоначально вращающийся газ концентрируется к плоскости вращения, где он остывает и возникают условия для звездообразования. При этом быстро ($\sim 10^7 - 10^8$ лет) формируется тонкий галактический диск. Из-за динамического взаимодействия с частицами темного вещества и, по всей видимости, под действием гравитационной неустойчивости звездно-газовый диск разогревается и становится значительно толще. При этом на более поздних стадиях эволюции формируется центральный звездный балдж, что говорит о формировании диска снаружи-внутри. Это может происходить благодаря наличию газовых потоков из внешней среды, которые стимулируют звездообразование во внешних участках диска (см. далее).

Формирующийся звездный диск имеет характерный профиль поверхностной плотности $\sigma(r) \sim \exp(-r/L)$. На рис. 4.3 показано распределение поверхностной плотности звездного диска ($t = 10 \cdot 10^9$). Распределение плотности звездной составляющей в диске демонстрирует наличие структуры. На рис. 4.4 показано относительное возмущение поверхностной плотности $\Sigma(r, \varphi)$:

$$\Sigma(r, \varphi) = \frac{(\sigma(r, \varphi) - \langle \sigma(r, \varphi) \rangle_\varphi)}{\langle \sigma(r, \varphi) \rangle_\varphi}, \quad (4.3)$$

здесь $\langle \dots \rangle_\varphi$ — усреднение по азимутальному углу. Заметна двухрукавная глобальная спиральная структура (амплитуда волны $1 - 3\%$), которая могла быть сформирована под действием гравитационной неустойчивости [29, 218] или неоднородного распределения темного вещества (см. предыдущую Главу).

Динамика поля скоростей газа в плоскости диска показана на рис. 4.5. Наряду с регулярной картиной вращения видны потоки газа из внешних областей и истечения наружу. Скорости течений могут быть сопоставимыми со скоростью вращения, но плотности газа в этих областях малы.

В модели, включающей только темное вещество, также отмечается формирование центрального уплотнения. На рис. 4.6 приведены профили объемной плотности темного вещества (вдоль оси вращения галактики) для двух моделей галактики (с барионами и без барионов).

Заметно отличие в форме профиля плотности темного вещества: в расчетах с учетом барионов плотность ведет себя более гладко в центральной области, нежели в модели без барионов. Газ, поступающий в галактику скапливается в её центре. Если бы не было вездообразования, то концентрация барионов в центре только бы усиливала уплотнение темного вещества. Однако, как видно из рис. 4.6, на котором показано распределение объемной плотности ТМ и барионов поперек галактического диска в различных моделях, рас-

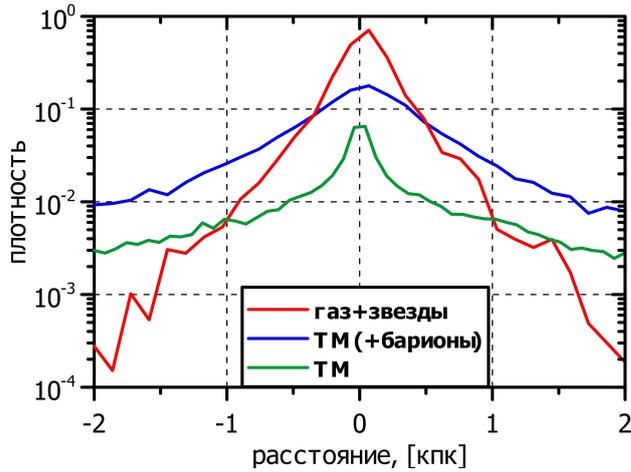


Рис. 4.6. Распределение объемной плотности поперек плоскости галактики: зеленая линия — плотность ТМ в модели без барионов, синяя линия — плотность ТМ в модели с учетом барионов, красная линия — плотность барионного вещества ($E_{SN} = 0.1$, $E_{SF} = 0.01$).

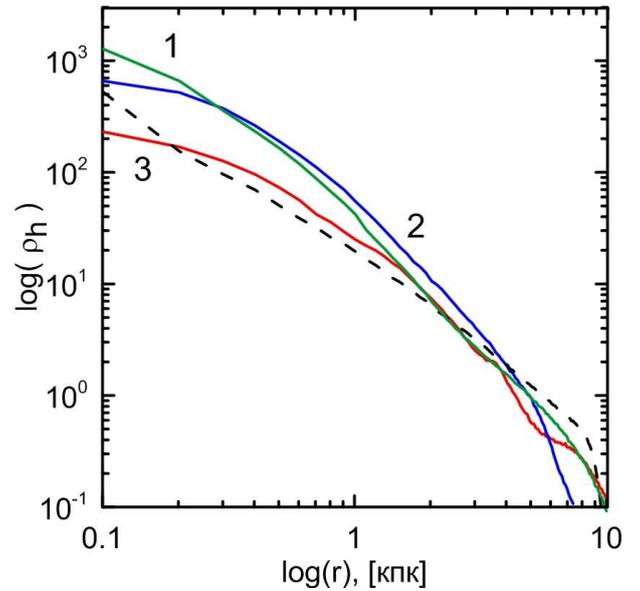


Рис. 4.7. Радиальное распределение усредненной объемной плотности темной материи: пунктирная линия — в модели без барионов, сплошные линии соответствуют различным моделям с барионной составляющей (1 — $E_{SN} = 0.1$, $E_{SF} = 0.05$; 2 — $E_{SN} = 0.1$, $E_{SF} = 0.01$; 3 — $E_{SN} = 0.2$, $E_{SF} = 0.05$).

пределение плотности ТМ в присутствии барионного компонента становится более широким. Причина этого — процесс звездообразования, развивающееся в плотном центральном газе и приводящее к появлению сверхновых — мощного механизма выброса газа из области звездообразования. Как видно из рис. 4.7 увеличение E_{SN} приводит к более интенсивному выбросу барионов из центральной области и, соответственно к более плоской форме распределения ТМ. Выброс газа приводит к перераспределению барионов в центре (распределение близкое к профилю типа «ядро»). Поскольку гравитационный вклад барионов в центральной области является сравнимым с ТМ, если не доминирующим, (согласно рис. 4.7 плотность барионного вещества в центре галактики в 5–7 раз выше плотности ТМ), барионы «тянут» за собой и частицы ТМ и распределение ТМ также становится ближе к распределению

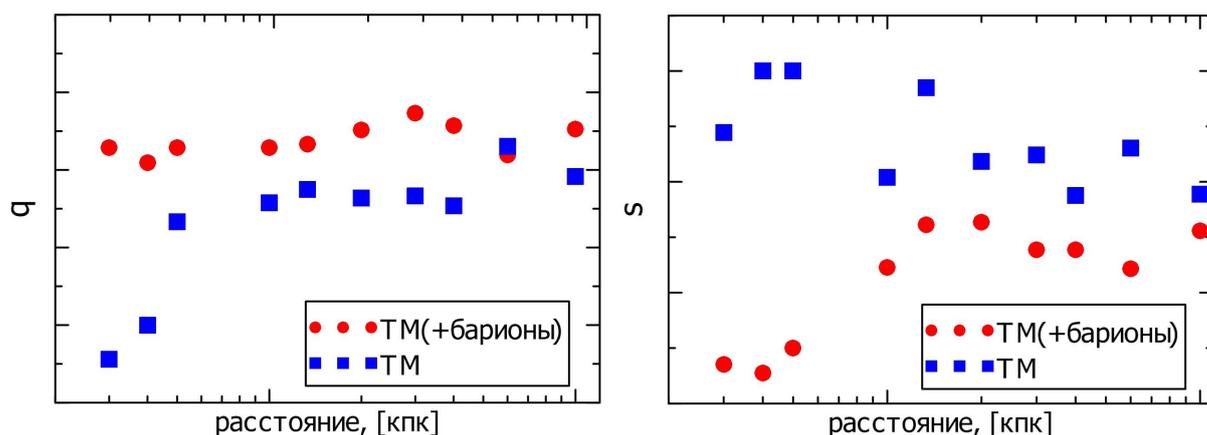


Рис. 4.8. Распределение параметров несимметрии плотности темной материи: открытые квадраты соответствуют модели без учета барионов, черные круги — модели с барионами. Слева — значение параметра q — в плоскости диска, справа s — поперек диска.

«ядерного» типа (см. во Введении). Таким образом, наши результаты дают основание полагать, что включение в рассмотрение «нормальной» эволюции барионного компонента галактик приводит к эволюционному размыванию каспа, если даже он сформировался ранее и препятствует его появлению на более поздних стадиях эволюции.

Значительный интерес, с точки зрения возможных наблюдательных проявлений, представляет распределение темной материи внутри галактического диска. С помощью построенной модели были изучены эволюционные изменения формы темного гало в окрестности галактического диска под действием барионов.

На рисунке 4.8 показаны пространственные распределения параметров q и s , т.е. отношений малых полуосей эллипсоида к большой полуоси: в галактической плоскости и в перпендикулярном направлении соответственно. В отсутствии барионов отклонение распределения плотности ТМ от кругового незначительно на периферии и вполне выражено в центральных областях. Как видно из распределения q в модели, включающей как ТМ, так и барионы,

распределение ТМ из-за взаимодействия с барионным веществом галактики в плоскости диска становится более симметричным. По-видимому спиральная структура и/или бар возникающие в галактическом диске взаимодействуя с темным гало приводят к уменьшению неосесимметрии (подробнее см. [23]). В направлении поперек диска гало становится более сплюснутым, что является следствием углубления потенциальной гравитационной ямы, в которой собирается темное вещество.

Начальная масса барионов в модели ($5 \cdot 10^9 M_{\odot}$), вследствие открытости системы, изменялась в процессе эволюции и на момент $t = 10^{10}$ лет увеличилась до $10^{10} M_{\odot}$. Таким образом, несмотря на эволюционное увеличение массы образовавшаяся галактика всё же может быть отнесена к карликовым. Как уже отмечалось, карликовые галактики — более удобные объекты для определения распределения плотности темного гало, которое в таких системах, как правило, доминирует или в любом случае определяет существенную долю потенциала даже в центральных областях галактик. Это происходит по трем причинам:

Во-первых, из относительно неглубокой потенциальной ямы газ из центральных областей карликовых галактик покидает галактику легче, чем из ядер массивных галактик. В работе [335] показано, что есть некоторая критическая масса газовой конфигурации, т.е. карликовой галактики (в оригинальной работе изучались протошаровые скопления, но по сути это то же самое, что и протокарликовые галактики), которая создает потенциальную яму, достаточно глубокую, чтобы вспышка одиночной сверхновой не привела к выбросу существенной доли газа в межгалактическую среду. В зависимости от параметров (начальное распределение плотности, детали закона охлаждения и т.д.) значение критической массы составляло $10^7 - 10^8 M_{\odot}$. Для более реалистичного случая — распределенной по объему и по времени вспышечной активности сверхновых критическая масса достигала значений

нескольких сотен миллионов M_{\odot} . При этом темп вспышек сверхновых не варьировался и считался близким к современному. В данной работе фактор вспышечной активности R . При R , на два порядка превышающем современное (режим вспышки звездообразования), существенный выброс газа может происходить и в более массивных галактиках. Вторая причина состоит в том, что маломассивные гало ТМ просто не успевают аккумулировать много газа из своих окрестностей. При иерархическом слиянии минигало это качество (относительно низкое значение отношения плотностей ρ_b/ρ_{DM} барионного ρ_b и темного ρ_{DM} вещества) сохраняется. И только при достижении некоторого размера (массы) галактики процесс аккреции газа из межгалактической среды становятся сравним по эффективности накопления массы с процессом слияния минигало. В-третьих, частые столкновения многочисленных (на первых порах) карликовых галактик приводят к потере газа из них и понижению отношения ρ_b/ρ_{DM} .

Модельная галактика по массе приближается к карликовыми галактиками. То что для нее эффект размывания каспа плотности ТМ выражен, позволяет полагать, что полученный нами эффект — размывание каспа под действием эволюции барионной компоненты в центральных областях таких галактик — имеет место. Т.е. барионы играют важную роль в эволюции этих областей гало темной материи. Для более массивных галактик эволюция в центральных областях вообще определяется в основном барионами.

4.4. Выводы по четвертой главе

Основные результаты, полученные в Главе:

1. Построена эволюционная модель формирования и эволюции изолированной дисковой галактики на временном интервале 10 млрд. лет (от момента формирования на $z \sim 2$ до современной эпохи).

2. Высокое пространственное разрешение в трехмерной модели позволило выделить роль мелкомасштабных процессов (звздообразования и feedback) в трансформации темного гало под действием барионного вещества.
3. Предложен механизм размытия каспа плотности в распределении темного вещества в центральной области дисковой галактики. Процесс звездообразования, сопровождающийся оттоком вещества из центральных областей галактики. При этом касп ТМ (если он образовался) размывается вследствие гравитационного воздействия барионов, т.к. плотность барионов в центре галактики превышает плотность ТМ.
4. Взаимодействие темного вещества с мелкомасштабными динамическими структурами звездного диска (спиральные волны плотности, звездный бар) приводит к симметризации гало темного вещества в галактической плоскости ($b/a \sim 0.9 - 0.95$).

Заключение

Несмотря на разнообразие решенных в рамках диссертации задач, необходимо отметить, что все они взаимосвязаны. Процесс формирования галактики в течение многих миллиардов лет происходит под доминирующим воздействием темной материи. Зачастую свойства галактического диска (толщина, протяженность, морфология) определяются массой и распределением сферической компоненты ТМ. В частности, массивное гало ТМ оказывает стабилизирующий эффект в галактических дисках, замедляя процесс гравитационной неустойчивости, тем самым увеличивая возможное время существования хорошо организованного спирального узора. С другой стороны, несферическое распределение массы в гало ТМ неизбежно вызывает отклик в диске, проявляющийся также формированием спиралей. Тем самым, возможно, одним из доказательств наличия скрытой массы является факт существования спиральных галактик. Движение галактического газа в окрестности спиральных рукавов, независимо от их источника, приводит к взаимодействию ударных волн с облаками МЗС, в которых рождаются звезды. На таких примерах прослеживается связь между всеми пространственными масштабами в эволюции галактических дисков. Эта взаимозависимость предъявляет особые требования к постановке вычислительных экспериментов и необходимости учитывать многочисленные физические процессы. Однако, полное и детальное изучение всевозможных протекающих в галактических дисках процессов невозможно даже с использованием современных суперкомпьютеров. Необходимо выделять ключевые процессы и определяющие параметры для систем различных масштабов. На пути к решению поставленных задач, был проделан большой объем тестирований и подбора важных параметров, подобные «пробные запуски» составили значительную часть всех численных экспериментов. Это позволяет ожидать, что при решении каждой поставлен-

ной задачи, удалось выявить ключевые факторы и управляющие параметры физических процессов и пренебречь незначительными.

В заключении следует перечислить основные результаты, полученные при выполнении диссертационной работы

1. Построена газодинамическая численная схема, позволяющая сквозным образом моделировать сложные нестационарные гидродинамические течения, включающие весь основной набор газодинамических разрывов и иных особенностей. Численная модель основана на специальном подборе алгоритмов сеточных конечно-объемных аппроксимаций, ограничительных функций, Римановых решениях и контроле за возможностью появления отрицательного давления с последующей коррекцией вычислений потоков физических величин через границы ячеек.

Реализована гибридная N -body/газодинамическая методика расчета эволюции звездно-газовых систем с учетом самогравитации, тепловых процессов и внешних гравитационных полей на базе двух методов решения уравнения Пуассона. Данная схема была адаптирована для расчетов на ЭВМ с общей оперативной памятью.

Создан универсальный программный продукт для моделирования газодинамических процессов на декартовой и цилиндрической расчетных сетках на ЭВМ с массивно-параллельной архитектурой. В рамках этой работы проведено сравнение эффективности различных алгоритмов и выявлены наиболее оптимальные конфигурации расчетов на вычислительных кластерах «Ломоносов» и «Чебышев».

2. Впервые показана возможность формирования полигональных структур в результате гидродинамического механизма, связанного с неустойчивостью глобальной галактической ударной волны.

Получено согласие между основными параметрами модельных спиральных узоров, содержащих полигональные образования, и параметрами наблюдаемых структур.

Полигональные структуры возникают исключительно в моделях с медленным вращением спирального узора, когда радиус коротации находится на периферии диска.

Показана возможность формирования полигональных структур в широком диапазоне изменения угла закрутки спирального узора в звездном диске от 5° до 50° .

3. Построена химико-динамическая модель формирования гигантских молекулярных облаков (ГМО) в галактическом диске. В модели были выделены следующие стадии развития структур в галактическом газовом диске: i) развитие шпуров и отростков (предшественников МО), формирующихся в окрестности спирального рукава за счет сдвиговой неустойчивости и возникающей гофрировочной неустойчивости на временах $t \lesssim 50$ млн лет; ii) формирование ГМО уже после $t \gtrsim 50$ млн лет эволюции, что соответствует временной шкале образования молекул H_2 на поверхности пылинок; iii) формирование хорошо развитой иерархии структур ко временам порядка $t \sim 200$ млн лет, а размеры самих облаков варьируются в диапазоне $\sim 10 - 100$ пк.

Полная масса молекул H_2 достигает насыщения ко временам $t \sim 200$ млн лет, когда их абсолютная часть сосредоточена в молекулярных облаках с относительным обилием $x(\text{H}_2) \sim 0.3 - 0.5$.

Статистические свойства, такие как спектр масс, зависимость масса-размер и дисперсия скоростей облаков в модели хорошо согласуются с наблюдениями.

Сделан вывод о том, что структура, хорошо известная как «Молекулярное кольцо» различима на синтетической карте $l - v$ только для молекулярного газа, по-видимому, не соответствует кольцевому распределению вещества в диске, а является отражением суперпозиции излучения, создаваемого газом в окрестности бара и основания туго закрученных спиральных ветвей.

4. Подробно исследован механизм генерации спиральных структур в газовых и звездных дисках в потенциале трехосного темного гало. Показано, что триаксиальное гало темной материи может генерировать и поддерживать долгоживущую спиральную структуру типа «grand design» в звездном и газовом диске, даже если диск гравитационно устойчив. Для звездного и газового дисков асимметрия темного гало формирует глобальный спиральный узор, даже если триаксиальность гало достаточно мала ($\varepsilon = 0.01 - 0.05$).

Морфология спиральной структуры в моделях достаточна схожа с формируемой в классической теории спиральных волн. Рост спирального узора не приводит к значительному перераспределению массы в диске в радиальном направлении в случае неосесимметричного массивного гало.

Триаксиальное гало не приводит к значительному нагреву звездного диска (за исключением, возможно, самой начальной стадии взаимодействия), в отличие от спирального узора формирующегося в следствие механизмов гравитационной неустойчивости.

Впервые изучена кинематика спиральной волны плотности и сделан вывод о нестационарном характере вращения спирального узора. Показано, что динамика спирального узора не может быть описана единственной угловой скоростью. Вместо этого наблюдаются две угловые ско-

рости вращения спирального узора на любом фиксированном радиусе. Большую часть времени спиральный узор на заданном радиусе вращается медленно с угловой скоростью Ω_{p1} , но дважды за период вращения происходит скачок угловой скорости до $\Omega_{p2} \simeq (4-5)\Omega_{p1}$, и затем угловая скорость становится прежней. Эти скачки возникают при прохождении через вытянутую потенциальную яму гало темной материи.

Выявлена тенденция, симметризации гало в плоскости диска в моделях, в которых учтено самосогласованное взаимодействие между диском и темным гало. В таком случае формирование спиральных волн плотности остается эффективным во внешних областях диска в то время как во внутренних гало становится осесимметричным.

5. Изучен механизм образования глобального «grand design» спирального узора в результате развития гравитационно неустойчивой глобальной моды в галактическом диске. Показана возможность объяснения спирального узора галактики NGC 5247 за счет нелинейного нарастания амплитуды неустойчивых глобальных мод. Расчеты показали неустойчивый характер спиральной моды, которая формирует двухрукавный спиральный узор простирающийся на весь диск с относительной амплитудой волны 10-20%. Эти свойства спирального узора находятся в хорошем количественном согласии с данными наблюдений.

Показано, что амплитуда спиральной волны в чисто бесстолкновительном диске на протяжении примерно одного миллиарда лет остается значительной. Продемонстрировано существенное увеличение времени жизни спирального узора при наличии холодной газовой компоненты. В частности, для выбранной галактики спирали в модели наблюдаются в течение трех миллиардов лет.

Сделан вывод о универсальном характере формирующегося спирально-

го узора. В пределах неточности определения наблюдаемых параметров галактики, численные эксперименты дают сходные результаты. Эволюция галактических дисков в моделях неизбежно приводит к формированию двухруканого спирального узора. Образование трех или четырехрукавой спиральной структуры не наблюдается. В качестве исключения можно выделить ряд моделей, в которых развитие структур не происходит вообще (модель A1), либо носит хаотический характер (модель D3).

6. Построена модель формирования дисковой галактики с учетом взаимного взаимодействия барионов и темного вещества. Предложено решение проблемы центрального каспа темной материи, основанное на учете (начиная с ранней эпохи $z = 2$) мощного динамического воздействия сверхновых и истечения звездного ветра массивных звезд в центре галактики, приводящих к эффективному размытию каспа.

Взаимодействие темного вещества с мелкомасштабными динамическими структурами звездного диска (спиральные волны плотности, звездный бар) приводит к симметризации гало темного вещества в галактической плоскости ($b/a \sim 0.9 - 0.95$).

Благодарности.

В заключение Автор считает приятным долгом выразить свою благодарность за плодотворные дискуссии и совместную работу всем своим соавторам, особенно: М.А. Еремину, А.В. Засову, А.В. Моисееву, А.М. Соболеву, И.С. Хрыкину и Д.В. Бизяеву.

Отдельная благодарность выражается научному руководителю **Б.М. Шустову**. Представленная работа была бы невозможна без поддержки сотрудников отдела **Внегалактической астрономии ГАИШ МГУ** и лично **А.В. Засова** и **Н.В. Тюриной**. Доступ на суперкомпьютерные ресурсы НИВЦ МГУ осуществлялся при их активной поддержке. Также хочется выразить признательность сотрудникам **Ростовского университета (ЮФУ)** — **Е.О. Васильеву**, **В.И. Корчагину** и **Ю.А. Щекинову**, значительная часть моих исследований была выполнена в рамках совместной работы. Наконец, я искренне благодарен своему отцу Александру Валентиновичу Хоперскову за многолетнюю поддержку.

Сергей Хоперсков

Москва, 2013 год

Литература

1. Springel V., White S. D. M., Jenkins A. et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars // [Nature](#). 2005. Vol. 435. Pp. 629–636.
2. Diemand J., Kuhlen M., Madau P. Formation and Evolution of Galaxy Dark Matter Halos and Their Substructure // [Astrophys. J.](#) 2007. Vol. 667. Pp. 859–877.
3. Boylan-Kolchin M., Springel V., White S. D. M. et al. Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2009. Vol. 398. Pp. 1150–1164.
4. Klypin A. A., Trujillo-Gomez S., Primack J. Dark Matter Halos in the Standard Cosmological Model: Results from the Bolshoi Simulation // [Astrophys. J.](#) 2011. Vol. 740. Pp. 102–115.
5. Bate M. R., Bonnell I. A., Bromm V. The formation of a star cluster: predicting the properties of stars and brown dwarfs // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2003. Vol. 339. Pp. 577–599.
6. Minchev I., Famaey B., Quillen A. C. et al. Evolution of galactic discs: multiple patterns, radial migration, and disc outskirts // [Astron. and Astrophys.](#) 2012. Vol. 548. Pp. 126–149.
7. Minchev I., Chiappini C., Martig M. The Chemodynamical Evolution of the Milky Way Disc I: The Solar Vicinity // [ArXiv e-prints](#). 2012.
8. Narayanan D., Hayward C. C., Cox T. J. et al. The formation of high-redshift submillimetre galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 401. Pp. 1613–1619.

9. Dekel A., Birnboim Y., Engel G. et al. Cold streams in early massive hot haloes as the main mode of galaxy formation // [Nature](#). 2009. Vol. 457. Pp. 451–454.
10. Finkelman I., Moiseev A., Brosch N., Katkov I. Hoag’s Object: evidence for cold accretion on to an elliptical galaxy // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 418. Pp. 1834–1849.
11. Moiseev A. V., Smirnova K. I., Smirnova A. A., Reshetnikov V. P. A new catalogue of polar-ring galaxies selected from the Sloan Digital Sky Survey // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 418. Pp. 244–257.
12. Geha M., Willman B., Simon J. D. et al. The Least-Luminous Galaxy: Spectroscopy of the Milky Way Satellite Segue 1 // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 692. Pp. 1464–1475.
13. Saburova A. S. Do low surface brightness galaxies have dense disks? // [Astronomy Reports](#). 2011. Vol. 55. Pp. 409–415.
14. Lee B. W., Weinberg S. Cosmological lower bound on heavy-neutrino masses // [Physical Review Letters](#). 1977. Vol. 39. Pp. 165–168.
15. Shustov B., Sachkov M., Gómez de Castro A. I. et al. World space observatory-ultraviolet among UV missions of the coming years // [Astron. Space Sci.](#) 2011. Vol. 335. Pp. 273–282.
16. Bouwens R. J., Illingworth G. D., Franx M., Ford H. $z \sim 7$ -10 Galaxies in the HUDF and GOODS Fields: UV Luminosity Functions // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 686. Pp. 230–250.
17. Klypin A., Kravtsov A. V., Valenzuela O., Prada F. Where Are the Missing Galactic Satellites? // [Astrophys. J.](#) 1999. Vol. 522. Pp. 82–92.

18. Khoperskov A., Bizyaev D., Tiurina N., Butenko M. Numerical modelling of the vertical structure and dark halo parameters in disc galaxies // [Astronomische Nachrichten](#). 2010. Vol. 331. Pp. 731–745.
19. Athanassoula E. Bar-Halo Interaction and Bar Growth // [Astrophys. J. Let.](#) 2002. Vol. 569. Pp. L83–L86.
20. Bekki K., Freeman K. C. Extended H I Spiral Structure and the Figure Rotation of Triaxial Dark Halos // [Astrophys. J. Let.](#) 2002. Vol. 574. Pp. L21–L24.
21. Roškar R., Debattista V. P., Quinn T. R. et al. Riding the Spiral Waves: Implications of Stellar Migration for the Properties of Galactic Disks // [Astrophys. J. Let.](#) 2008. Vol. 684. Pp. L79–L82.
22. de Avillez M. A., Mac Low M.-M. Mixing Timescales in a Supernova-driven Interstellar Medium // [Astrophys. J.](#) 2002. Vol. 581. Pp. 1047–1060.
23. Abadi M. G., Navarro J. F., Fardal M. et al. Galaxy-induced transformation of dark matter haloes // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 407. Pp. 435–446.
24. Athanassoula E., Bosma A., Papaioannou S. Halo parameters of spiral galaxies // [Astron. and Astrophys.](#) 1987. Vol. 179. Pp. 23–40.
25. Bournaud F., Duc P.-A., Masset F. The large extent of dark matter haloes probed by the formation of tidal dwarf galaxies // [Astron. and Astrophys.](#) 2003. Vol. 411. Pp. L469–L472.
26. Snaith O. N., Gibson B. K., Brook C. B. et al. The halo shape and evolution of polar disc galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2012. Vol. 425. Pp. 1967–1979.

27. Minchev I., Quillen A. C. Radial heating of a galactic disc by multiple spiral density waves // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2006. Vol. 368. Pp. 623–636.
28. Sil’chenko O. K., Proshina I. S., Shulga A. P., Kopusov S. E. Ages and abundances in large-scale stellar discs of nearby S0 galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2012. Vol. 427. Pp. 790–805.
29. Sellwood J. A. The lifetimes of spiral patterns in disc galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 410. Pp. 1637–1646.
30. Dambis A. K., Mel’Nik A. M., Rastorguev A. S. Trigonometric Parallaxes and a Kinematically Adjusted Distance Scale for OB Associations // [Astronomy Letters](#). 2001. Vol. 27. Pp. 58–64.
31. Dambis A. K., Mel’Nik A. M., Rastorguev A. S. Rotation curve of the system of classical Cepheids and the distance to the galactic center // [Astronomy Letters](#). 1995. Vol. 21. Pp. 291–307.
32. Bobylev V. V., Bajkova A. T. Galactic parameters from masers with trigonometric parallaxes // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 408. Pp. 1788–1795.
33. Vallée J. P. The Spiral Arms and Interarm Separation of the Milky Way: An Updated Statistical Study // [Astron. J.](#) 2005. Vol. 130. Pp. 569–575.
34. Dobbs C. L., Burkert A. The myth of the molecular ring // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2012. Vol. 421. Pp. 2940–2946.
35. Chernin A. D., Zasov A. V., Arkhipova V. P., Kravtsova A. S. Vorontsov-Velyaminov Rows: Straight Segments in the Spiral Arms of Galaxies // [Astronomy Letters](#). 2000. Vol. 26. Pp. 285–296.

36. Mignone A., Bodo G., Massaglia S. et al. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2007. Vol. 170. Pp. 228–242.
37. Stone J. M. The ZEUS code for astrophysical magnetohydrodynamics: new extensions and applications. // [Journal of Computational and Applied Mathematics.](#) 1999. Vol. 109. Pp. 261–280.
38. Stone J. M., Gardiner T. A., Teuben P. et al. Athena: A New Code for Astrophysical MHD // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2008. Vol. 178. Pp. 137–177.
39. Springel V. The cosmological simulation code GADGET-2 // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2005. Vol. 364. Pp. 1105–1134.
40. Храпов С. С., Хоперсков А. В., Кузьмин Н. М. et al. Численная схема для моделирования динамики поверхностных вод на основе комбинированного SPH-TVD подхода // [Вычислительные методы и программирование.](#) 2011. Vol. 12. Pp. 282–297.
41. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. Физматлит, 2001. ISBN: [9785922101943](#).
42. Toro E.F. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction. Applied mechanics: Researchers and students. Springer-Verlag GmbH, 1999. ISBN: [9783540659662](#).
43. van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme. V - A second-order sequel to Godunov's method // [Journal of Computational Physics.](#) 1979. Vol. 32. Pp. 101–136.

44. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // Матем. сб.
45. Batten P., Clarke N., Lambert C., Causon D. M. On the Choice of Wavespeeds for the HLLC Riemann Solver // [SIAM J. Sci. Comput.](#) 1997. Vol. 18, no. 6. Pp. 1553–1570. URL: <http://dx.doi.org/10.1137/S1064827593260140>.
46. Miyoshi T., Kusano K. A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics // [Journal of Computational Physics](#). 2005. Vol. 208. Pp. 315–344.
47. Barnes J., Hut P. A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm // [Nature](#). 1986. Vol. 324. Pp. 446–449.
48. Press William H., Teukolsky Saul A., Vetterling William T., Flannery Brian P. Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing. 3 edition. New York, NY, USA: Cambridge University Press, 2007. ISBN: [0521880688](#), [9780521880688](#).
49. OpenMP Architecture Review Board. OpenMP Application Program Interface Version 3.0. 2008. <http://www.openmp.org/mp-documents/spec30.pdf>.
50. Aoyama Y., Nakano J. RS/6000 SP: Practical MPI Programming. New York: International Technical Support Organization, 1999. HW-IBM:Aoyama99.pdf, <http://www.redbooks.ibm.com/abstracts/sg245380.html>.
51. Антонов А.С. Параллельное программирование с использованием параллельных технологий MPI. М.: Изд-во МГУ, 2004. ISBN: [5-211-04907-1](#).

52. Кайгородов П.В., Кузнецов О.А. Адаптация схемы Роу-Ошера для компьютеров с массивно-параллельной архитектурой. Препринт // Институт Прикладной Математики Имени М. В. Келдыша Российской Академии Наук. 2002.
53. Naim A., Lahav O., Buta R. J. et al. A comparative study of morphological classifications of APM galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1995. Vol. 274. Pp. 1107–1125.
54. Roberts W. W. Large-Scale Shock Formation in Spiral Galaxies and its Implications on Star Formation // *Astrophys. J.* 1969. Vol. 158. P. 123.
55. Pikel'ner S. B. Shock Waves in the Spiral Arms of Sc Galaxies. // *Astron. J.* 1970. Vol. 47. P. 752.
56. Sorensen S.-A., Matsuda T., Fujimoto M. On the formation of large-scale shock waves in barred galaxies // *Astron. Space Sci.* 1976. Vol. 43. Pp. 491–503.
57. Kovalenko I. G., Levi V. V. Steady gas flow with a shock wave in a potential well // *Astron. and Astrophys.* 1992. Vol. 264. Pp. 406–414.
58. Field G. B. Thermal Instability. // *Astrophys. J.* 1965. Vol. 142. P. 531.
59. Shu F. H., Milione V., Gebel W. et al. Galactic Shocks in an Interstellar Medium with Two Stable Phases // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 173. P. 557.
60. Dobbs C. L., Glover S. C. O., Clark P. C., Klessen R. S. The ISM in spiral galaxies: can cooling in spiral shocks produce molecular clouds? // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. Vol. 389. Pp. 1097–1110.
61. Mishurov Y. N., Ponomareva A. A. Formation of large-scale dust lanes in spiral arms of galaxies // *Astronomy Reports.* 2012. Vol. 56. Pp. 672–679.

62. Athanassoula E. The existence and shapes of dust lanes in galactic bars // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1992. Vol. 259. Pp. 345–364.
63. Comerón S., Martínez-Valpuesta I., Knapen J. H., Beckman J. E. On the Curvature of Dust Lanes in Galactic Bars // *Astrophys. J. Let.* 2009. Vol. 706. Pp. L256–L259.
64. Sofue Y., Fujimoto M., Wielebinski R. Global structure of magnetic fields in spiral galaxies // *An. Rev. Astron. Astrophys.* 1986. Vol. 24. Pp. 459–497.
65. Li H.-B., Henning T. The alignment of molecular cloud magnetic fields with the spiral arms in M33 // *Nature*. 2011. Vol. 479. Pp. 499–501.
66. Meidt S., Schinnerer E., Garcia-Burillo S. et al. Revisiting the Spiral Density Wave Paradigm in M51 with PAWS // American Astronomical Society Meeting Abstracts #219. Vol. 219 of American Astronomical Society Meeting Abstracts. 2012. P. 346.16.
67. Wada K., Koda J. Instabilities of spiral shocks - I. Onset of wobble instability and its mechanism // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2004. Vol. 349. Pp. 270–280.
68. Dobbs C. L., Bonnell I. A., Pringle J. E. The formation of molecular clouds in spiral galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2006. Vol. 371. Pp. 1663–1674.
69. Roberts W. W., Jr., Hausman M. A. Spiral structure and star formation. I - Formation mechanisms and mean free paths // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 277. Pp. 744–767.
70. Bonnell I. A., Dobbs C. L., Robitaille T. P., Pringle J. E. Spiral shocks,

- triggering of star formation and the velocity dispersion in giant molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2006. Vol. 365. Pp. 37–45.
71. Shklovsky I. S., Sheffer E. K. Galactic spurs as possible sources of soft X-ray radiation. // [Astronomicheskij Tsirkulyar](#). 1971. Vol. 613. Pp. 3–6.
 72. Melnik A. M. Peculiar Features of the Velocity Field of OB Associations and the Spiral Structure of the Galaxy // [Astronomy Letters](#). 2003. Vol. 29. Pp. 304–310.
 73. Mel’Nik A. M. Outer pseudoring in the galaxy // [Astronomy Letters](#). 2006. Vol. 32. Pp. 7–13.
 74. Roberts W. W., Jr., Stewart G. R. The role of orbital dynamics and cloud-cloud collisions in the formation of giant molecular clouds in global spiral structures // [Astrophys. J.](#) 1987. Vol. 314. Pp. 10–32.
 75. Balbus S. A. Local interstellar gasdynamical stability and substructure in spiral arms // [Astrophys. J.](#) 1988. Vol. 324. Pp. 60–74.
 76. Byrd G. G., Freeman T., Buta R. J. The Inner Resonance Ring of NGC 3081. II. Star Formation, Bar Strength, Disk Surface Mass Density, and Mass-to-Light Ratio // [Astron. J.](#) 2006. Vol. 131. Pp. 1377–1393.
 77. Kim W.-T., Ostriker E. C. Formation and Fragmentation of Gaseous Spurs in Spiral Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2002. Vol. 570. Pp. 132–151.
 78. Kim C.-G., Kim W.-T., Ostriker E. C. Galactic Spiral Shocks with Thermal Instability // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 681. Pp. 1148–1162.
 79. Yáñez M. A., Norman M. L., Martos M. A., Hayes J. C. Resonance-related Spiral Substructure in a Galactic Gaseous Disk // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 672. Pp. 207–213.

80. Chakrabarti S., Laughlin G., Shu F. H. Branch, Spur, and Feather Formation in Spiral Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2003. Vol. 596. Pp. 220–239.
81. Elmegreen D. M. Properties of spurs in spiral galaxies // [Astrophys. J.](#) 1980. Vol. 242. Pp. 528–532.
82. Muraoka K., Kohno K., Tosaki T. et al. ASTE CO (3-2) Mapping Toward the Whole Optical Disk of M 83: Properties of Inter-arm Giant Molecular-Cloud Associations // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 706. Pp. 1213–1225.
83. Shetty R., Ostriker E. C. Global Modeling of Spur Formation in Spiral Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 647. Pp. 997–1017.
84. La Vigne M. A., Vogel S. N., Ostriker E. C. A Hubble Space Telescope Archival Survey of Feathers in Spiral Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 650. Pp. 818–834.
85. Ефремов Ю. Н., Чернин А. Д. Крупномасштабное звездообразование в галактиках // [Успехи физических наук.](#) 2003. Vol. 173, no. 1. Pp. 3–25.
86. Efremov Y. N. Regularities in the distribution of star/gas complexes in the spiral arms of our galaxy and M31 // [Astronomy Letters.](#) 2009. Vol. 35. Pp. 507–517.
87. Sil’chenko O. K., Moiseev A. V. Nature of Nuclear Rings in Unbarred Galaxies: NGC 7742 and NGC 7217 // [Astron. J.](#) 2006. Vol. 131. Pp. 1336–1346.
88. Waller W. H., Bohlin R. C., Cornett R. H. et al. Ultraviolet Signatures of Tidal Interaction in the Giant Spiral Galaxy M101 // [Astrophys. J.](#) 1997. Vol. 481. P. 169.
89. Pohlen M., Trujillo I. The structure of galactic disks. Studying late-type

- spiral galaxies using SDSS // [Astron. and Astrophys.](#) 2006. Vol. 454. Pp. 759–772.
90. Воронцов-Вельяминов Б.А. Evidence of Magnetic-Like Phenomena in the Structure of Galaxies // [Астрономический журнал.](#) 1964. Vol. 41. P. 814.
 91. Воронцов-Вельяминов Б.А. Внегалактическая астрономия. М.: Наука, 1977.
 92. Chernin A. D. Vorontsov-Vel'yaminov's rows in giant spiral galaxies: geometrical properties and physical interpretation. // [Astrophysics.](#) 1998. Vol. 41. Pp. 399–407.
 93. Chernin A. D. Spiral patterns with straight arm segments // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1999. Vol. 308. Pp. 321–332.
 94. Chernin A. D., Zasov A. V., Arkhipova V. P., Kravtsova A. S. Polygonal Arms and Hexagonal Rings in Disk Galaxies // [Galaxy Disks and Disk Galaxies](#) / Ed. by J. G. Funes, E. M. Corsini. Vol. 230 of [Astronomical Society of the Pacific Conference Series.](#) 2001. Pp. 147–148.
 95. Berdnikov L. N., Chernin A. D. Geometry of the Carina-Sagittarius spiral arm // [Astronomy Letters.](#) 1999. Vol. 25. Pp. 591–594.
 96. Chernin A. D., Zasov A. V., Arkhipova V. P., Kravtsova A. S. Polygonal arms and hexagonal rings: Morphology and physical interpretation // [Astronomical and Astrophysical Transactions.](#) 2001. Vol. 20. Pp. 139–146.
 97. Chernin A. D., Kravtsova A. S., Zasov A. V., Arkhipova V. P. Galaxies with Rows // [Astronomy Reports.](#) 2001. Vol. 45. Pp. 841–853.
 98. Contopoulos G., Grosbol P. Stellar dynamics of spiral galaxies - Nonlinear

- effects at the 4/1 resonance // *Astron. and Astrophys.* 1986. Vol. 155. Pp. 11–23.
99. Chernin A. D., Korolev V. V., Kovalenko I. G. Global Irregularities of Spiral Patterns in Galaxies: Manifestation of hydrodynamic Instabilities? // *Astrophysics and Space Science Library* / Ed. by A. M. Fridman, M. Y. Marov, I. G. Kovalenko. Vol. 337 of *Astrophysics and Space Science Library*. 2006. P. 321.
100. Rautiainen P., Salo H., Laurikainen E. Model-based pattern speed estimates for 38 barred galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. Vol. 388. Pp. 1803–1818.
101. Buta R. J., Zhang X. Pattern Corotation Radii from Potential-Density Phase-Shifts for 153 OSUBGS Sample Galaxies // *Astrophys. J. Suppl.* 2009. Vol. 182. Pp. 559–583.
102. Buta R., Purcell G. B. NGC 3081 - Surface photometry and kinematics of a classic resonance ring barred galaxy // *Astron. J.* 1998. Vol. 115. P. 484.
103. Elmegreen B. G., Wilcots E., Pisano D. J. H i Observations of the Spiral Arm Pattern Speed in the Late-Type Barred Galaxy NGC 925 // *Astrophys. J. Let.* 1998. Vol. 494. P. L37.
104. Zhang X., Buta R. J. The Potential-Density Phase-Shift Method for Determining the Corotation Radii in Spiral and Barred Galaxies // *Astron. J.* 2007. Vol. 133. Pp. 2584–2606.
105. Patsis P. A., Grosbol P., Hiotelis N. Interarm features in gaseous models of spiral galaxies. // *Astron. and Astrophys.* 1997. Vol. 323. Pp. 762–774.

106. Wada K., Koda J. Multi-Phase Gas Dynamics in a Weak Barred Potential // Publ. of the Astr. Soc. of Japan. 2001. Vol. 53. Pp. 1163–1170.
107. Cox D. P., Gómez G. C. Analytical Expressions for Spiral Arm Gravitational Potential and Density // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2002. Vol. 142. Pp. 261–267.
108. Wada K. Instabilities of Spiral Shocks. II. A Quasi-Steady State in the Multiphase Inhomogeneous ISM // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 675. Pp. 188–193.
109. Elmegreen B. G. Star Formation in a Crossing Time // [Astrophys. J.](#) 2000. Vol. 530. Pp. 277–281.
110. Spitzer L., Jr., Schwarzschild M. The Possible Influence of Interstellar Clouds on Stellar Velocities. II. // [Astrophys. J.](#) 1953. Vol. 118. P. 106.
111. Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P. The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey // [Astrophys. J.](#) 2001. Vol. 547. Pp. 792–813.
112. Solomon P. M., Rivolo A. R., Barrett J., Yahil A. Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds // [Astrophys. J.](#) 1987. Vol. 319. Pp. 730–741.
113. Shu F. H., Adams F. C., Lizano S. Star formation in molecular clouds - Observation and theory // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 1987. Vol. 25. Pp. 23–81.
114. McKee C. F., Ostriker E. C. Theory of Star Formation // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2007. Vol. 45. Pp. 565–687.
115. Lada C. J., Lada E. A. Embedded Clusters in Molecular Clouds // [An. Rev. Astron. Astrophys.](#) 2003. Vol. 41. Pp. 57–115.

116. Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M. et al. Star formation around the HII region Sh2-235 // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2008. Vol. 388. Pp. 729–736.
117. Blitz L., Shu F. H. The origin and lifetime of giant molecular cloud complexes // [Astrophys. J.](#) 1980. Vol. 238. Pp. 148–157.
118. Kasparova A., Zasov A. On the possibility of the long lifetime of molecular clouds // [ArXiv e-prints.](#) 2012.
119. Elmegreen B. G. Gravitational collapse in dust lanes and the appearance of spiral structure in galaxies // [Astrophys. J.](#) 1979. Vol. 231. Pp. 372–383.
120. Balbus S. A., Cowie L. L. On the gravitational stability of the interstellar medium in spiral arms // [Astrophys. J.](#) 1985. Vol. 297. Pp. 61–75.
121. Elmegreen B. G. Supercloud formation by gravitational collapse of magnetic gas in the crest of a spiral density wave // [Astrophys. J.](#) 1994. Vol. 433. Pp. 39–47.
122. Chou W., Matsumoto R., Tajima T. et al. Dynamics of the Parker-Jeans Instability in a Galactic Gaseous Disk // [Astrophys. J.](#) 2000. Vol. 538. Pp. 710–727.
123. Shchekinov Y. A., Zinchenko I. I. The Origin of Giant Molecular Clouds // [Astronomy Reports.](#) 2004. Vol. 48. Pp. 629–637.
124. Kim W.-T., Ostriker E. C. Formation of Spiral-Arm Spurs and Bound Clouds in Vertically Stratified Galactic Gas Disks // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 646. Pp. 213–231.
125. Field G. B., Saslaw W. C. A Statistical Model of the Formation of Stars and Interstellar Clouds. // [Astrophys. J.](#) 1965. Vol. 142. P. 568.

126. Levinson F. H., Roberts W. W., Jr. A cloud/particle model of the interstellar medium - Galactic spiral structure // [Astrophys. J.](#) 1981. Vol. 245. Pp. 465–481.
127. Tomisaka K. Coagulation of interstellar clouds in spiral gravitational potential and formation of giant molecular clouds // [Publ. of the Astr. Soc. of Japan.](#) 1984. Vol. 36. Pp. 457–475.
128. Kwan J., Valdes F. The spatial and mass distributions of molecular clouds and spiral structure // [Astrophys. J.](#) 1987. Vol. 315. Pp. 92–103.
129. Bergin E. A., Hartmann L. W., Raymond J. C., Ballesteros-Paredes J. Molecular Cloud Formation behind Shock Waves // [Astrophys. J.](#) 2004. Vol. 612. Pp. 921–939.
130. Zhang T. J., Song G. X. Large-Scale Gravitational Instability in the Formation of GMCS // [Asron. Space Sci.](#) 1999. Vol. 266. Pp. 521–528.
131. Dobbs C. L. GMC formation by agglomeration and self gravity // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2008. Vol. 391. Pp. 844–858.
132. Nelson A. H., Matsuda T. On one-dimensional galactic spiral shocks // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1977. Vol. 179. Pp. 663–670.
133. Mishurov I. N., Suchkov A. A. On the stability of galactic shocks // [Asron. Space Sci.](#) 1975. Vol. 35. Pp. 285–297.
134. Wada K. Gaseous orbits in a weak bar potential: Bar-driven spirals and the effects of resonances // [Publ. of the Astr. Soc. of Japan.](#) 1994. Vol. 46. Pp. 165–172.
135. Wada K., Spaans M., Kim S. Formation of Cavities, Filaments, and Clumps by the Nonlinear Development of Thermal and Gravitational Instabilities in

- the Interstellar Medium under Stellar Feedback // [Astrophys. J.](#) 2000. Vol. 540. Pp. 797–807.
136. Shetty R., Glover S. C., Dullemond C. P. et al. Modelling CO emission - II. The physical characteristics that determine the X factor in Galactic molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 415. Pp. 3253–3274.
137. Falgarone E., Puget J.-L., Perault M. The small-scale density and velocity structure of quiescent molecular clouds // [Astron. and Astrophys.](#) 1992. Vol. 257. Pp. 715–730.
138. Lada C. J., Muench A. A., Rathborne J. et al. The Nature of the Dense Core Population in the Pipe Nebula: Thermal Cores Under Pressure // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 672. Pp. 410–422.
139. Heyer M., Krawczyk C., Duval J., Jackson J. M. Re-Examining Larson’s Scaling Relationships in Galactic Molecular Clouds // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 699. Pp. 1092–1103.
140. Rathborne J. M., Johnson A. M., Jackson J. M. et al. Molecular Clouds and Clumps in the Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2009. Vol. 182. Pp. 131–142.
141. Kauffmann J., Pillai T., Shetty R. et al. The Mass-Size Relation from Clouds to Cores. I. A New Probe of Structure in Molecular Clouds // [Astrophys. J.](#) 2010. Vol. 712. Pp. 1137–1146.
142. Román-Zúñiga C. G., Alves J. F., Lada C. J., Lombardi M. Deep Near-infrared Survey of the Pipe Nebula. II. Data, Methods, and Dust Extinction Maps // [Astrophys. J.](#) 2010. Vol. 725. Pp. 2232–2250.

143. Dobbs C. L., Bonnell I. A. Spiral shocks and the formation of molecular clouds in a two-phase medium // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. Vol. 376. Pp. 1747–1756.
144. Dobbs C. L., Bonnell I. A. Clumpy and fractal shocks, and the generation of a velocity dispersion in molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. Vol. 374. Pp. 1115–1124.
145. Tasker E. J., Tan J. C. Star Formation in Disk Galaxies. I. Formation and Evolution of Giant Molecular Clouds via Gravitational Instability and Cloud Collisions // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 700. Pp. 358–375.
146. Glover S. C. O., Mac Low M.-M. On the relationship between molecular hydrogen and carbon monoxide abundances in molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 412. Pp. 337–350.
147. Larson R. B. Turbulence and star formation in molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1981. Vol. 194. Pp. 809–826.
148. Beaumont C. N., Goodman A. A., Alves J. F. et al. A simple perspective on the mass-area relationship in molecular clouds // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2012. Vol. 423. Pp. 2579–2586.
149. Koda J., Scoville N., Hasegawa T. et al. Physical Conditions in Molecular Clouds in the Arm and Interarm Regions of M51 // [Astrophys. J.](#) 2012. Vol. 761. P. 41.
150. Stecker F. W., Solomon P. M., Scoville N. Z., Ryter C. E. Molecular hydrogen in the Galaxy and galactic gamma rays // [Astrophys. J.](#) 1975. Vol. 201. Pp. 90–97.

151. Cohen R. S., Thaddeus P. An out-of-plane galactic carbon monoxide survey // [Astrophys. J. Let.](#) 1977. Vol. 217. Pp. L155–L159.
152. Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al. Physical Properties and Galactic Distribution of Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey // [Astrophys. J.](#) 2010. Vol. 723. Pp. 492–507.
153. Mazzuca L. M., Swaters R. A., Knapen J. H., Veilleux S. Nuclear Rings in Galaxies — a Kinematic Perspective // [Astrophys. J.](#) 2011. Vol. 739. P. 104.
154. Glover S. C. O., Federrath C., Mac Low M.-M., Klessen R. S. Modelling CO formation in the turbulent interstellar medium // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 404. Pp. 2–29.
155. Levine E. S., Blitz L., Heiles C. The Spiral Structure of the Outer Milky Way in Hydrogen // [Science](#). 2006. Vol. 312. Pp. 1773–1777.
156. Lépine J. R. D., Mishurov Y. N., Dedikov S. Y. A New Model for the Spiral Structure of the Galaxy: Superposition of 2- and 4-armed Patterns // [Astrophys. J.](#) 2001. Vol. 546. Pp. 234–247.
157. Amôres E. B., Lépine J. R. D., Mishurov Y. N. The corotation gap in the Galactic HI distribution // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2009. Vol. 400. Pp. 1768–1774.
158. Sofue Y., Honma M., Omodaka T. Unified Rotation Curve of the Galaxy – Decomposition into de Vaucouleurs Bulge, Disk, Dark Halo, and the 9-kpc Rotation Dip – // [Publ. of the Astr. Soc. of Japan.](#) 2009. Vol. 61. Pp. 227–.
159. Cen R. A hydrodynamic approach to cosmology - Methodology // [Astrophys. J. Suppl.](#) 1992. Vol. 78. Pp. 341–364.

160. Galli D., Palla F. The chemistry of the early Universe // *Astron. and Astrophys.* 1998. Vol. 335. Pp. 403–420.
161. Hollenbach D., McKee C. F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. III - Results for J shocks in molecular clouds // *Astrophys. J.* 1989. Vol. 342. Pp. 306–336.
162. Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M. Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 587. Pp. 278–311.
163. Bakes E. L. O., Tielens A. G. G. M. The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 427. Pp. 822–838.
164. Sutherland R. S., Dopita M. A. Cooling functions for low-density astrophysical plasmas // *Astrophys. J. Suppl.* 1993. Vol. 88. Pp. 253–327.
165. Hollenbach D., McKee C. F. Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I Physical processes // *Astrophys. J. Suppl.* 1979. Vol. 41. Pp. 555–592.
166. Goldsmith P. F., Langer W. D. Molecular cooling and thermal balance of dense interstellar clouds // *Astrophys. J.* 1978. Vol. 222. Pp. 881–895.
167. Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. Photodissociation regions. I - Basic model. II - A model for the Orion photodissociation region // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 291. Pp. 722–754.
168. Draine B. T., Bertoldi F. Structure of Stationary Photodissociation Fronts // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 468. P. 269.

169. Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J. The Solar Chemical Composition // Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis / Ed. by T. G. Barnes, III, F. N. Bash. Vol. 336 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2005. P. 25.
170. Habing H. J. The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å // Bull. of the Astr. Inst. of the Netherlands. 1968. Vol. 19. P. 421.
171. Elmegreen B. G., Falgarone E. A Fractal Origin for the Mass Spectrum of Interstellar Clouds // [Astrophys. J.](#) 1996. Vol. 471. P. 816.
172. Efremov Y. N. On the spiral structure of the Milky Way Galaxy // [Astronomy Reports](#). 2011. Vol. 55. Pp. 108–122.
173. Roman-Duval J., Federrath C., Brunt C. et al. The Turbulence Spectrum of Molecular Clouds in the Galactic Ring Survey: A Density-dependent Principal Component Analysis Calibration // [Astrophys. J.](#) 2011. Vol. 740. P. 120.
174. Feldmann R., Gnedin N. Y., Kravtsov A. V. The X-factor in Galaxies. I. Dependence on Environment and Scale // [Astrophys. J.](#) 2012. Vol. 747. P. 124.
175. Bertin G., Lin C. C., Lowe S. A., Thurstans R. P. Modal Approach to the Morphology of Spiral Galaxies. II. Dynamical Mechanisms // [Astrophys. J.](#) 1989. Vol. 338. P. 104.
176. Bertin G., Lin C. C., Lowe S. A., Thurstans R. P. Modal approach to the morphology of spiral galaxies. I - Basic structure and astrophysical viability. // [Astrophys. J.](#) 1989. Vol. 338. Pp. 78–120.
177. Bertin G., Lin C. C. Spiral structure in galaxies a density wave theory. 1996.

178. Gerola H., Seiden P. E. Stochastic star formation and spiral structure of galaxies // [Astrophys. J.](#) 1978. Vol. 223. Pp. 129–135.
179. Eskridge P. B., Frogel J. A., Pogge R. W. et al. Near-Infrared and Optical Morphology of Spiral Galaxies // [Astrophys. J. Suppl.](#) 2002. Vol. 143. Pp. 73–111.
180. Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Yau A. et al. Grand Design and Flocculent Spirals in the Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S⁴G) // [Astrophys. J.](#) 2011. Vol. 737. P. 32.
181. Kendall S., Kennicutt R. C., Clarke C. Spiral structure in nearby galaxies - I. Sample, data analysis and overview of results // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 414. Pp. 538–564.
182. Semelin B., Combes F. Formation and evolution of galactic disks with a multiphase numerical model // [Astron. and Astrophys.](#) 2002. Vol. 388. Pp. 826–841.
183. Fux R. 3D self-consistent N-body barred models of the Milky Way. II. Gas dynamics // [Astron. and Astrophys.](#) 1999. Vol. 345. Pp. 787–812.
184. Korchagin V., Kikuchi N., Miyama S. M. et al. Global Spiral Modes in NGC 1566: Observations and Theory // [Astrophys. J.](#) 2000. Vol. 541. Pp. 565–578.
185. Korchagin V., Orlova N., Kikuchi N. et al. Application of the global modal approach to spiral galaxies // [ArXiv Astrophysics e-prints.](#) 2005.
186. Laughlin G., Korchagin V., Adams F. C. Spiral Mode Saturation in Self-gravitating Disks // [Astrophys. J.](#) 1997. Vol. 477. P. 410.
187. Binggeli B., Sandage A., Tammann G. A. Studies of the Virgo Cluster. II

- A catalog of 2096 galaxies in the Virgo Cluster area. // *Astron. J.* 1985. Vol. 90. Pp. 1681–1759.
188. Considere S., Athanassoula E. Analysis of spiral components in 16 galaxies // *Astr. and Astroph. Suppl. Ser.* 1988. Vol. 76. Pp. 365–404.
189. NASA/IPAC Extragalactic Database (NED). 2012. URL: <http://ned.ipac.caltech.edu/>.
190. Immler S., Swift Satellite Team. The Swift Survey of Nearby Galaxies // *AAS/High Energy Astrophysics Division #10*. Vol. 10 of *AAS/High Energy Astrophysics Division*. 2008.
191. Zhao Y., Peng Q., Hu T. A new method to determine the thickness of non-edge-on disk galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2006. Vol. 452. Pp. 451–457.
192. Paturel G., Petit C., Prugniel P. et al. HYPERLEDA. I. Identification and designation of galaxies // *Astron. and Astrophys.* 2003. Vol. 412. Pp. 45–55.
193. van der Kruit P. C., Freeman K. C. Stellar kinematics and the stability of disks in spiral galaxies // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 303. Pp. 556–572.
194. Bottema R. The Stellar Kinematics of Galactic Disks // *Astron. and Astrophys.* 1993. Vol. 275. P. 16.
195. Marochnik L. S. The Hydrodynamics of Rotating Stellar Systems. // *Astron. J.* 1966. Vol. 43. P. 919.
196. Hunter C. Stellar hydrodynamics of thin disk galaxies // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 227. Pp. 73–92.
197. Sygnet J. F., Pellat R., Tagger M. A hydrodynamic description of disk galaxies // *Physics of Fluids*. 1987. Vol. 30. Pp. 1052–1058.

198. Kikuchi N., Korchagin V., Miyama S. M. Global Spiral Modes in a Three-Phase Gravitating Disk // [Astrophys. J.](#) 1997. Vol. 478. P. 446.
199. Поляченко В.Л., Фридман А.М. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем. Наука, 1976.
200. Wang B., Silk J. Gravitational instability and disk star formation // [Astrophys. J.](#) 1994. Vol. 427. Pp. 759–769.
201. Romeo A. B., Wiegert J. The effective stability parameter for two-component galactic discs: is $Q^{-1} \sim Q^{-1}_{stars} + Q^{-1}_{gas}$? // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 416. Pp. 1191–1196.
202. Elmegreen B. G., Thomasson M. Grand Design and Flocculent Spiral Structure in Computer Simulations with Star Formation and Gas Heating // [Astron. and Astrophys.](#) 1993. Vol. 272. P. 37.
203. Thomasson M., Elmegreen B. G., Donner K. J., Sundelius B. A computer-generated galaxy model with long-lived two-armed spiral structure // [Astrophys. J. Let.](#) 1990. Vol. 356. Pp. L9–L13.
204. Safronov V. S. On the gravitational instability in flattened systems with axial symmetry and non-uniform rotation // [Annales d’Astrophysique.](#) 1960. Vol. 23. P. 979.
205. Toomre A. On the gravitational stability of a disk of stars // [Astrophys. J.](#) 1964. Vol. 139. Pp. 1217–1238.
206. Lynden-Bell D., Ostriker J. P. On the stability of differentially rotating bodies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1967. Vol. 136. P. 293.
207. Khoperskov A. V., Zasov A. V., Tyurina N. V. Minimum Velocity Dispersion

- in Stable Stellar Disks. Numerical Simulations // [Astronomy Reports](#). 2003. Vol. 47. Pp. 357–376.
208. Zasov A. V., Khoperskov A. V., Tyurina N. V. Stellar Velocity Dispersion and Mass Estimation for Galactic Disks // [Astronomy Letters](#). 2004. Vol. 30. Pp. 593–602.
209. Zasov A. V., Makarov D. I., Mikhailova E. A. Thickness of Thin Stellar Disks and the Mass of the Dark Halo // [Soviet Astronomy Letters](#). 1991. Vol. 17. P. 374.
210. Sotnikova N. Y., Rodionov S. A. Bending Instability of Stellar Disks: The Stabilizing Effect of a Compact Bulge // [Astronomy Letters](#). 2005. Vol. 31. Pp. 15–29.
211. Whitmore B. C., McElroy D. B., Schweizer F. The shape of the dark halo in polar-ring galaxies // [Astrophys. J.](#) 1987. Vol. 314. Pp. 439–456.
212. Sackett P. D., Sparke L. S. The dark halo of the polar-ring galaxy NGC 4650A // [Astrophys. J.](#) 1990. Vol. 361. Pp. 408–418.
213. Reshetnikov V. P., Sotnikova N. Y. The Polar Stellar Ring and Dark Halo of NGC5907 // [Astronomy Letters](#). 2000. Vol. 26. Pp. 277–284.
214. Iodice E., Arnaboldi M., Bournaud F. et al. Polar Ring Galaxies and the Tully-Fisher Relation: Implications for the Dark Halo Shape // [Astrophys. J.](#) 2003. Vol. 585. Pp. 730–738.
215. Koopmans L. V. E., de Bruyn A. G., Jackson N. The edge-on spiral gravitational lens B1600+434 // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1998. Vol. 295. P. 534.

216. Maller A. H., Simard L., Guhathakurta P. et al. Breaking the Disk/Halo Degeneracy with Gravitational Lensing // [Astrophys. J.](#) 2000. Vol. 533. Pp. 194–202.
217. Oguri M., Lee J., Suto Y. Arc Statistics in Triaxial Dark Matter Halos: Testing the Collisionless Cold Dark Matter Paradigm // [Astrophys. J.](#) 2003. Vol. 599. Pp. 7–23.
218. Griv E., Gedalin M. Changes of Angular Momentum and Entropy Induced by Jeans-unstable Density Waves in Stellar Disks of Flat Galaxies // [Astron. J.](#) 2004. Vol. 128. Pp. 1965–1973.
219. Bahcall J. N. The distribution of stars perpendicular to galactic disk // [Astrophys. J.](#) 1984. Vol. 276. Pp. 156–168.
220. Bizyaev D., Mitronova S. Photometric parameters of edge-on galaxies from 2MASS observations // [Astron. and Astrophys.](#) 2002. Vol. 389. Pp. 795–801.
221. Zasov A. V., Bizyaev D. V., Makarov D. I., Tyurina N. V. Relationship between the Thickness of Stellar Disks and the Relative Mass of a DarkGalactic Halo // [Astronomy Letters.](#) 2002. Vol. 28. Pp. 527–535.
222. Korchagin V. I., Girard T. M., Borkova T. V. et al. Local Surface Density of the Galactic Disk from a Three-Dimensional Stellar Velocity Sample // [Astron. J.](#) 2003. Vol. 126. Pp. 2896–2909.
223. Bizyaev D., Mitronova S. Structural Parameters of Stellar Disks from two Micron All Sky Survey Images of Edge-on Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 702. Pp. 1567–1574.
224. Just A., Jahreiß H. Towards a fully consistent Milky Way disc model - I. The

- local model based on kinematic and photometric data // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 402. Pp. 461–478.
225. Garbari S., Read J. I., Lake G. Limits on the local dark matter density // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2011. Vol. 416. Pp. 2318–2340.
226. Bershady M. A., Martinsson T. P. K., Verheijen M. A. W. et al. Galaxy Disks are Submaximal // [Astrophys. J. Let.](#) 2011. Vol. 739. P. L47.
227. Westfall K. B., Bershady M. A., Verheijen M. A. W. et al. The DiskMass Survey. IV. The Dark-matter-dominated Galaxy UGC 463 // [Astrophys. J.](#) 2011. Vol. 742. P. 18.
228. Saburova A. S., Zasov A. V. On the mass and density of the stellar disk of M33 // [Astronomy Letters.](#) 2012. Vol. 38. Pp. 139–146.
229. Zentner A. R., Kravtsov A. V., Gnedin O. Y., Klypin A. A. The Anisotropic Distribution of Galactic Satellites // [Astrophys. J.](#) 2005. Vol. 629. Pp. 219–232.
230. Kuhlen M., Diemand J., Madau P. The Shapes, Orientation, and Alignment of Galactic Dark Matter Subhalos // [Astrophys. J.](#) 2007. Vol. 671. Pp. 1135–1146.
231. Bailin J., Steinmetz M. Internal and External Alignment of the Shapes and Angular Momenta of Λ CDM Halos // [Astrophys. J.](#) 2005. Vol. 627. Pp. 647–665.
232. Hayashi E., Navarro J. F., Springel V. The shape of the gravitational potential in cold dark matter haloes // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. Vol. 377. Pp. 50–62.

233. Widrow L. M. Dynamical Models for Disk Galaxies with Triaxial Halos // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 679. Pp. 1232–1238.
234. Allgood B., Flores R. A., Primack J. R. et al. The shape of dark matter haloes: dependence on mass, redshift, radius and formation // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2006. Vol. 367. Pp. 1781–1796.
235. Debattista V. P., Moore B., Quinn T. et al. The Causes of Halo Shape Changes Induced by Cooling Baryons: Disks versus Substructures // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 681. Pp. 1076–1088.
236. Diemand J., Moore B. The Structure and Evolution of Cold Dark Matter Halos // [Advanced Science Letters.](#) 2011. Vol. 4. Pp. 297–310.
237. Masset F. S., Bureau M. On the Spiral Structure of NGC 2915 and Dark Matter // [Astrophys. J.](#) 2003. Vol. 586. Pp. 152–169.
238. Tinker J. L., Ryden B. S. The Influence of Triaxial Halos on Collisionless Galactic Disks // [ArXiv Astrophysics e-prints.](#) 2002.
239. Bailin J., Steinmetz M. Figure Rotation of Cosmological Dark Matter Halos // [Astrophys. J.](#) 2004. Vol. 616. Pp. 27–39.
240. Bryan S. E., Cress C. M. Figure rotation of dark haloes in cold dark matter simulations // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. Vol. 380. Pp. 657–664.
241. Keller S. C., Murphy S., Prior S. et al. Revealing Substructure in the Galactic Halo: The SEKBO RR Lyrae Survey // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 678. Pp. 851–864.
242. Morrison H. L., Helmi A., Sun J. et al. Fashionably Late? Building Up The Milky Way'S Inner Halo // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 694. Pp. 130–143.

243. Cooper A. P., Cole S., Frenk C. S. et al. Galactic stellar haloes in the CDM model // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 406. Pp. 744–766.
244. Ibata R., Lewis G. F., Irwin M. et al. Great Circle Tidal Streams: Evidence for a Nearly Spherical Massive Dark Halo around the Milky Way // [Astrophys. J.](#) 2001. Vol. 551. Pp. 294–311.
245. Helmi A. Is the dark halo of our Galaxy spherical? // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2004. Vol. 351. Pp. 643–648.
246. Fellhauer M., Belokurov V., Evans N. W. et al. The Origin of the Bifurcation in the Sagittarius Stream // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 651. Pp. 167–173.
247. Combes F. [Polar Ring Galaxies and Warps](#) // EAS Publications Series / Ed. by G. A. Mamon, F. Combes, C. Deffayet, B. Fort. Vol. 20 of EAS Publications Series. 2006. Pp. 97–104.
248. Sackett P. D., Pogge R. W. [Another flattened dark halo: Polar ring galaxy A0136-0801](#) // Dark Matter / Ed. by S. S. Holt, C. L. Bennett. Vol. 336 of American Institute of Physics Conference Series. 1995. Pp. 141–144.
249. Sackett P. D., Morrisoni H. L., Harding P., Boroson T. A. A faint luminous halo that may trace the dark matter around spiral galaxy NGC5907 // [Nature](#). 1994. Vol. 370. Pp. 441–443.
250. Ryden B. S. The Intrinsic Shape of Spiral Galaxies in the 2MASS Large Galaxy Atlas // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 641. Pp. 773–784.
251. El-Zant A. A., Haßler B. Dynamics of galaxies with triaxial haloes // [New Astronomy](#). 1998. Vol. 3. Pp. 493–537.
252. Ideta M., Hozumi S. Bar Dissolution in Prolate Halos // [Astrophys. J. Let.](#) 2000. Vol. 535. Pp. L91–L94.

253. Tutukov A. V., Fedorova A. V. The role of close passages of galaxies and the asymmetry of their dark haloes in the formation of their spiral patterns // [Astronomy Reports](#). 2006. Vol. 50. Pp. 785–801.
254. Berentzen I., Shlosman I., Jogee S. Stellar Bar Evolution in Cuspy and Flat-cored Triaxial CDM Halos // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 637. Pp. 582–597.
255. Hayashi E., Navarro J. F. Hiding cusps in cores: kinematics of disc galaxies in triaxial dark matter haloes // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2006. Vol. 373. Pp. 1117–1124.
256. Dubinski J., Chakrabarty D. Warps and Bars from the External Tidal Torques of Tumbling Dark Halos // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 703. Pp. 2068–2081.
257. Roškar R., Debattista V. P., Brooks A. M. et al. Misaligned angular momentum in hydrodynamic cosmological simulations: warps, outer discs and thick discs // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 408. Pp. 783–796.
258. Machado R. E. G., Athanassoula E. Loss of halo triaxiality due to bar formation // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2010. Vol. 406. Pp. 2386–2404.
259. Kazantzidis S., Abadi M. G., Navarro J. F. The Sphericalization of Dark Matter Halos by Galaxy Disks // [Astrophys. J. Let.](#) 2010. Vol. 720. Pp. L62–L66.
260. Dubinski J., Berentzen I., Shlosman I. Anatomy of the Bar Instability in Cuspy Dark Matter Halos // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 697. Pp. 293–310.
261. Ceverino D., Klypin A. Resonances in barred galaxies // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. Vol. 379. Pp. 1155–1168.

262. Berentzen I., Shlosman I. Growing Live Disks within Cosmologically Assembling Asymmetric Halos: Washing Out the Halo Prolateness // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 648. Pp. 807–819.
263. Debattista V. P., Roskar R., Valluri M. et al. What's Up in the Milky Way? The Orientation of the Disc Relative to the Triaxial Halo // ArXiv e-prints. 2013.
264. Vivas A. K., Zinn R., Gallart C. VLT Spectroscopy of RR Lyrae Stars in the Sagittarius Tidal Stream // [Astron. J.](#) 2005. Vol. 129. Pp. 189–200.
265. Newberg H. J., Yanny B., Cole N. et al. The Overdensity in Virgo, Sagittarius Debris, and the Asymmetric Spheroid // [Astrophys. J.](#) 2007. Vol. 668. Pp. 221–235.
266. Sesar B., Jurić M., Ivezić Ž. The Shape and Profile of the Milky Way Halo as Seen by the Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey // [Astrophys. J.](#) 2011. Vol. 731. P. 4.
267. Bullock J. S. [Shapes of Dark Matter Halos](#) // The Shapes of Galaxies and their Dark Halos / Ed. by P. Natarajan. 2002. Pp. 109–113.
268. Jing Y. P., Suto Y. Triaxial Modeling of Halo Density Profiles with High-Resolution N-Body Simulations // [Astrophys. J.](#) 2002. Vol. 574. Pp. 538–553.
269. Newberg H. J., Yanny B. The Milky Way's stellar halo - lumpy or triaxial? // [Journal of Physics Conference Series](#). 2006. Vol. 47. Pp. 195–204.
270. Zibetti S., White S. D. M., Brinkmann J. Haloes around edge-on disc galaxies in the Sloan Digital Sky Survey // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2004. Vol. 347. Pp. 556–568.

271. Hoekstra H., Yee H. K. C., Gladders M. D. Properties of Galaxy Dark Matter Halos from Weak Lensing // [Astrophys. J.](#) 2004. Vol. 606. Pp. 67–77.
272. Samurović S., Ćirković M. M., Milošević-Zdjelar V. Flattened galactic haloes and baryonic dark matter // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1999. Vol. 309. Pp. 63–79.
273. Barnabè M., Dutton A. A., Marshall P. J. et al. The SWELLS survey - IV. Precision measurements of the stellar and dark matter distributions in a spiral lens galaxy // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2012. Vol. 423. Pp. 1073–1088.
274. Haggi H., Zonoozi A. H., Rahvar S. Magellanic Stream: A possible tool for studying dark halo model // [New Astronomy.](#) 2009. Vol. 14. Pp. 692–699.
275. Willett B. A., Newberg H. J., Zhang H. et al. An Orbit Fit for the Grillmair Dionatos Cold Stellar Stream // [Astrophys. J.](#) 2009. Vol. 697. Pp. 207–223.
276. Law D. R., Majewski S. R. The Sagittarius Dwarf Galaxy: A Model for Evolution in a Triaxial Milky Way Halo // [Astrophys. J.](#) 2010. Vol. 714. Pp. 229–254.
277. Law D. R., Majewski S. R., Johnston K. V. Evidence for a Triaxial Milky Way Dark Matter Halo from the Sagittarius Stellar Tidal Stream // [Astrophys. J. Let.](#) 2009. Vol. 703. Pp. L67–L71.
278. Helmi A. Velocity Trends in the Debris of Sagittarius and the Shape of the Dark Matter Halo of Our Galaxy // [Astrophys. J. Let.](#) 2004. Vol. 610. Pp. L97–L100.
279. Koposov S. E., Rix H.-W., Hogg D. W. Constraining the Milky Way Potential

- with a Six-Dimensional Phase-Space Map of the GD-1 Stellar Stream // [Astrophys. J.](#) 2010. Vol. 712. Pp. 260–273.
280. Ibata R., Irwin M., Lewis G. et al. A giant stream of metal-rich stars in the halo of the galaxy M31 // [Nature](#). 2001. Vol. 412. Pp. 49–52.
281. Olling R. P., Merrifield M. R. Two measures of the shape of the dark halo of the Milky Way // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2000. Vol. 311. Pp. 361–369.
282. O’Brien J. C., Freeman K. C., van der Kruit P. C. The dark matter halo shape of edge-on disk galaxies. IV. UGC 7321 // [Astron. and Astrophys.](#) 2010. Vol. 515. P. A63.
283. Banerjee A., Jog C. J. The Flattened Dark Matter Halo of M31 as Deduced from the Observed H I Scale Heights // [Astrophys. J.](#) 2008. Vol. 685. Pp. 254–260.
284. Merrifield M. R. [Halo Tracing with Atomic Hydrogen](#) // [The Shapes of Galaxies and their Dark Halos](#) / Ed. by P. Natarajan. 2002. Pp. 170–177.
285. Rix H.-W., Zaritsky D. Nonaxisymmetric Structures in the Stellar Disks of Galaxies // [Astrophys. J.](#) 1995. Vol. 447. P. 82.
286. Sackett P. D., Rix H.-W., Jarvis B. J., Freeman K. C. The flattened dark halo of polar ring galaxy NGC 4650A: A conspiracy of shapes? // [Astrophys. J.](#) 1994. Vol. 436. Pp. 629–641.
287. Franx M., van Gorkom J. H., de Zeeuw T. Evidence for axisymmetric halos: The case of IC 2006 // [Astrophys. J.](#) 1994. Vol. 436. Pp. 642–653.
288. Cox A. L., Sparke L. S. Using HI in Polar-Ring Galaxies to Probe Galactic Potentials // [The Minnesota Lectures on Extragalactic Neutral Hydrogen](#) /

- Ed. by E. D. Skillman. Vol. 106 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1996. P. 168.
289. Cox A. L., Sparke L. S., van Moorsel G. Neutral Hydrogen in the Polar Ring Galaxy UGC 9796 // [Astron. J.](#) 2006. Vol. 131. Pp. 828–836.
290. Khoperskov S. A., Moiseev A. V., Khoperskov A. V. Polar rings dynamics in the triaxial dark matter halo // [ArXiv e-prints.](#) 2012.
291. Begeman K. G., Broeils A. H., Sanders R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1991. Vol. 249. Pp. 523–537.
292. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering // [Astrophys. J.](#) 1997. Vol. 490. P. 493.
293. Burkert A. The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies // [Astrophys. J. Let.](#) 1995. Vol. 447. P. L25.
294. Fux R. 3D self-consistent N-body barred models of the Milky Way. I. Stellar dynamics // [Astron. and Astrophys.](#) 1997. Vol. 327. Pp. 983–1003.
295. Einasto J. On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters // [Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata.](#) 1965. Vol. 5. Pp. 87–100.
296. Vitvitska M., Klypin A. A., Kravtsov A. V. et al. The Origin of Angular Momentum in Dark Matter Halos // [Astrophys. J.](#) 2002. Vol. 581. Pp. 799–809.
297. Macciò A. V., Dutton A. A., van den Bosch F. C. et al. Concentration, spin and shape of dark matter haloes: scatter and the dependence on mass and environment // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. Vol. 378. Pp. 55–71.

298. Bett P., Eke V., Frenk C. S. et al. The spin and shape of dark matter haloes in the Millennium simulation of a Λ cold dark matter universe // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2007. Vol. 376. Pp. 215–232.
299. Binney J., Tremaine S. Galactic Dynamics: Second Edition. Princeton University Press, 2008.
300. Patsis P. A., Kaufmann D. E., Gottesman S. T., Boonyasait V. Stellar and gas dynamics of late-type barred-spiral galaxies: NGC 3359, a test case // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2009. Vol. 394. Pp. 142–156.
301. Горькавый Н.Н., Горькавый Н.Н., Фридман А.М., наук) Институт астрономии (Российская академия. Физика планетных колец: Небесная механика сплошной среды. Наука, 1994. ISBN: [9785020070219](#).
302. De Simone R., Wu X., Tremaine S. The stellar velocity distribution in the solar neighbourhood // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2004. Vol. 350. Pp. 627–643.
303. Tremaine S., Weinberg M. D. A kinematic method for measuring the pattern speed of barred galaxies // [Astrophys. J. Let.](#) 1984. Vol. 282. Pp. L5–L7.
304. Gerhard O. Pattern speeds in the Milky Way. // *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*. 2011. Vol. 18. P. 185.
305. Chakrabarty D. Phase space structure in the solar neighbourhood // [Astron. and Astrophys.](#) 2007. Vol. 467. Pp. 145–162.
306. Bullock J. S., Kolatt T. S., Sigad Y. et al. Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2001. Vol. 321. Pp. 559–575.

307. Rocha M., Peter A. H. G., Bullock J. S. et al. Cosmological simulations with self-interacting dark matter - I. Constant-density cores and substructure // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2013. P. 560.
308. Jerjen H., Kalnajs A., Binggeli B. IC3328: A “dwarf elliptical galaxy” with spiral structure // [Astron. and Astrophys.](#) 2000. Vol. 358. Pp. 845–849.
309. Lisker T., Grebel E. K., Binggeli B. Virgo Cluster Early-Type Dwarf Galaxies with the Sloan Digital Sky Survey. I. On the Possible Disk Nature of Bright Early-Type Dwarfs // [Astron. J.](#) 2006. Vol. 132. Pp. 497–513.
310. Athanassoula E. What determines the strength and the slowdown rate of bars? // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 2003. Vol. 341. Pp. 1179–1198.
311. Debattista V. P., Sellwood J. A. Constraints from Dynamical Friction on the Dark Matter Content of Barred Galaxies // [Astrophys. J.](#) 2000. Vol. 543. Pp. 704–721.
312. Debattista V. P., Mayer L., Carollo C. M. et al. The Secular Evolution of Disk Structural Parameters // [Astrophys. J.](#) 2006. Vol. 645. Pp. 209–227.
313. Mazzei P., Curir A. Dark and Luminous Matter Connections from Smoothed Particle Hydrodynamic Simulations of Isolated Triaxial Collapsing Systems // [Astrophys. J.](#) 2003. Vol. 591. Pp. 784–790.
314. Steinmetz M. Early formation and evolution of galaxies // [Astron. Space Sci.](#) 2003. Vol. 284. Pp. 325–334.
315. Mo H., van den Bosch F., White S. Galaxy Formation and Evolution. Galaxy Formation and Evolution. Cambridge University Press, 2010. ISBN: [9780521857932](#).

316. Shustov B. M., Kabanov A. A. The formation of the first galaxies // *Physics of Space: the 41st Annual Student Scientific Conference* / Ed. by P. E. Zakharova, E. D. Kuznetsov, A. B. Ostrovskii et al. 2012. Pp. 200–212.
317. Dutton A. A., van den Bosch F. C., Dekel A., Courteau S. A Revised Model for the Formation of Disk Galaxies: Low Spin and Dark Halo Expansion // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 654. Pp. 27–52.
318. Засов А. В., Сильченко О. К. Диски галактик и их эволюция // *Успехи физических наук.* 2010. Vol. 180, no. 4. Pp. 434–439.
319. Governato F., Willman B., Mayer L. et al. Forming disc galaxies in Λ CDM simulations // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2007. Vol. 374. Pp. 1479–1494.
320. Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. The Structure of Cold Dark Matter Halos // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 462. P. 563.
321. de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E. et al. High-Resolution Rotation Curves and Galaxy Mass Models from THINGS // *Astron. J.* 2008. Vol. 136. Pp. 2648–2719.
322. Spano M., Marcelin M., Amram P. et al. GHASP: an $H\alpha$ kinematic survey of spiral and irregular galaxies - V. Dark matter distribution in 36 nearby spiral galaxies // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. Vol. 383. Pp. 297–316.
323. Дорошкевич А. Г., Лукаш В. Н., Михеева Е. В. К решению проблем каспов и кривых вращения в гало тёмной материи в космологической стандартной модели // *Успехи физических наук.* 2012. Vol. 182, no. 1. Pp. 3–18.

324. Mikheeva E., Doroshkevich A., Lukash V. A solution of the cusp problem in relaxed halos of dark matter // [Nuovo Cimento B Serie](#). 2007. Vol. 122. Pp. 1393–1398.
325. Medvedev M. V. "Evaporation" of a flavor-mixed particle from a gravitational potential // [Journal of Physics A Mathematical General](#). 2010. Vol. 43. P. K2002.
326. Weinberg M. D., Katz N. Bar-driven Dark Halo Evolution: A Resolution of the Cusp-Core Controversy // [Astrophys. J.](#) 2002. Vol. 580. Pp. 627–633.
327. Gustafsson M., Fairbairn M., Sommer-Larsen J. Baryonic pinching of galactic dark matter halos // [Phys. Rev. D](#). 2006. Vol. 74, no. 12. P. 123522.
328. Macciò A. V., Stinson G., Brook C. B. et al. Halo Expansion in Cosmological Hydro Simulations: Toward a Baryonic Solution of the Cusp/Core Problem in Massive Spirals // [Astrophys. J. Let.](#) 2012. Vol. 744. P. L9.
329. Katz N. Dissipational galaxy formation. II - Effects of star formation // [Astrophys. J.](#) 1992. Vol. 391. Pp. 502–517.
330. Mori M., Yoshii Y., Tsujimoto T., Nomoto K. The Evolution of Dwarf Galaxies with Star Formation in an Outward-propagating Supershell // [Astrophys. J. Let.](#) 1997. Vol. 478. P. L21.
331. Rosen A., Bregman J. N. Global Models of the Interstellar Medium in Disk Galaxies // [Astrophys. J.](#) 1995. Vol. 440. P. 634.
332. Navarro J. F., White S. D. M. Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code // [Monthly Notices Roy. Astron. Soc.](#) 1993. Vol. 265. P. 271.

333. Wiebe D. S., Tutukov A. V., Shustov B. M. On the evolution of the star formation rate in disk galaxies // *Astronomy Reports*. 1998. Vol. 42. Pp. 1–10.
334. Igumenshchev I. V., Shustov B. M., Tutukov A. V. Dynamics of supershells - Blow-out // *Astron. and Astrophys.* 1990. Vol. 234. Pp. 396–402.
335. Shustov B. M., Wiebe D. S. First supernovae in Galactic globular clusters // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2000. Vol. 319. Pp. 1047–1055.
336. Фридман А.М., Хоперсков А.В. Физика галактических дисков. Физматлит, 2011. ISBN: [9785922112918](#).

Приложение А

Тестирование газодинамической схемы

Задача о распаде произвольного скачка давления

В качестве стандартного теста была рассмотрена задача об одномерном распаде произвольного скачка давления. Начальные условия для задачи выбраны следующим образом:

$$\rho, u, p(x, 0) = \begin{cases} 1, 0, 1, & \text{если } x < 0; \\ 0.125, 0, 0.1, & \text{если } x > 0. \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Решение этой газодинамической задачи предполагает 5 различных состояний (см. рис. [A.1](#)). Аналитические расчеты утверждают, что 1 и 5 соответствуют начальным условиям слева и справа от первоначального разрыва. Области 3 и 4 соответствуют состояниям с постоянным значением величин, состояние в области 2 — волна разряжения и зависит от координаты x . Области 3 и 4 разделяет контактный разрыв, 4 и 5 — ударная волна. Сравнение численного решения методом TVD MUSCL с результатами аналитического солвера приведено на рисунке [A.1](#).

Полученные в тестовом численном расчете решения соответствуют аналитическому решению: направо распространяется ударная волна, налево — волна разряжения. Решение представляет собой гладкую функцию уже при довольно небольшом числе ячеек. На границе разрыва отсутствуют нефизические осцилляции, которые зачастую имеют место при использовании некоторых других численных методов.

Задача о взрыве в вакууме

Поскольку одной из целей создания описанной выше численной схемы является моделирование газового диска, окруженного веществом, плотность

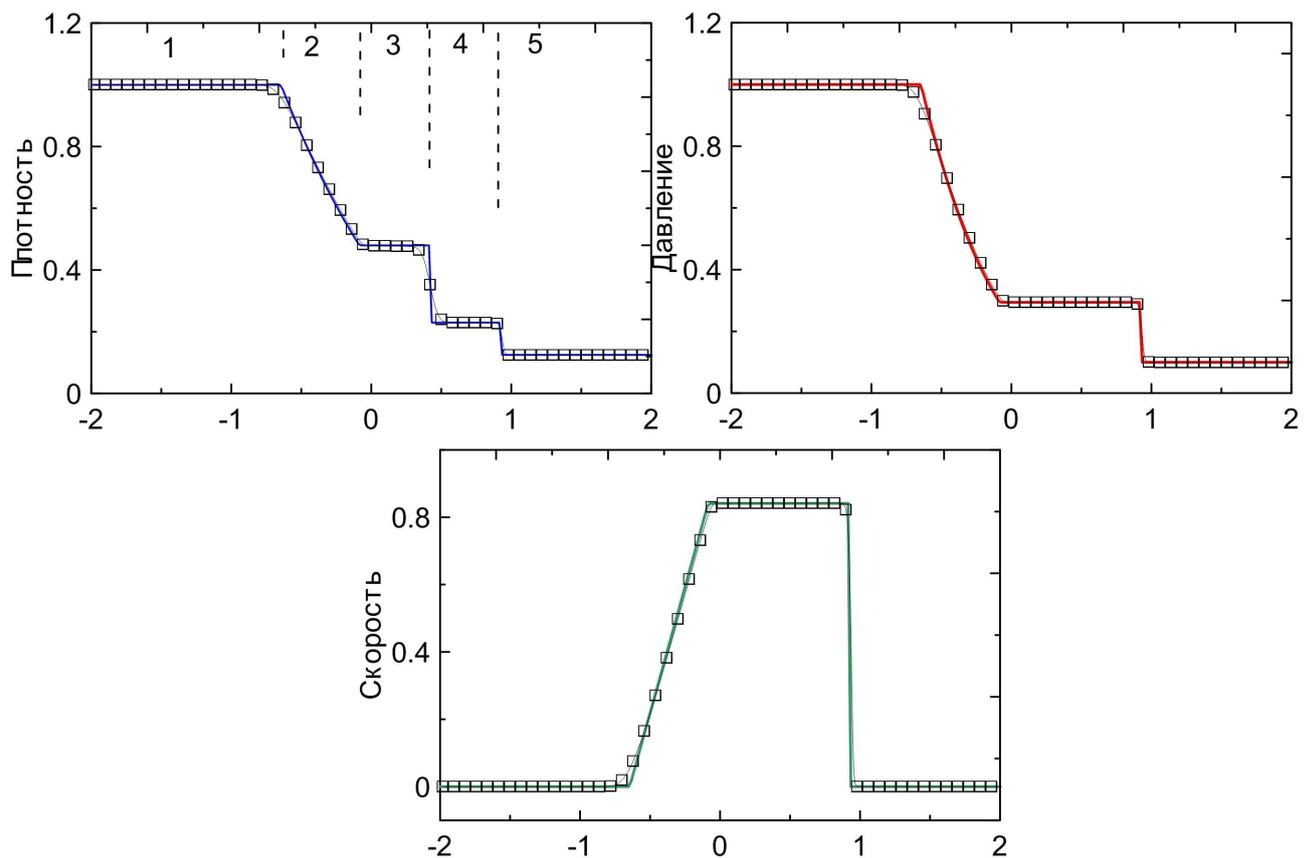


Рис. А.1. Распределение физических величин при распаде скачка давления, цветные линии соответствуют аналитическому решению, квадратики — численному на сетке $N = 200$.

которого на несколько порядков меньше (в предельном случае вакуум), чем в диске, то важно было включение возможности корректного сквозного об-счета границы вакуум-вещество (рис. А.2). Решение уравнений газовой ди-намики с учетом такой границы с помощью численных схем довольно часто приводит к возникновению отрицательного давления или плотности. Имен-но для таких случаев построенная схема имеет возможность переключаться с приближенного решения задачи Римана (метод HLLC) на аналитическое, которое представляет собой комбинацию левой и правой волн разряжения.

В реализованной схеме переключение между точным и приближенным решениями происходит только в тех ячейках, непосредственно между которы-ми проходит граница вакуум-вещество. В остальных ячейках задача Римана

для нахождения потоков физических величин разрешается с помощью стандартного метода HLLC (формула 1.14), адаптированного на случай нулевых значений плотности (и давления) слева или справа от границы ячейки (см формулы (1.15),(1.16)).

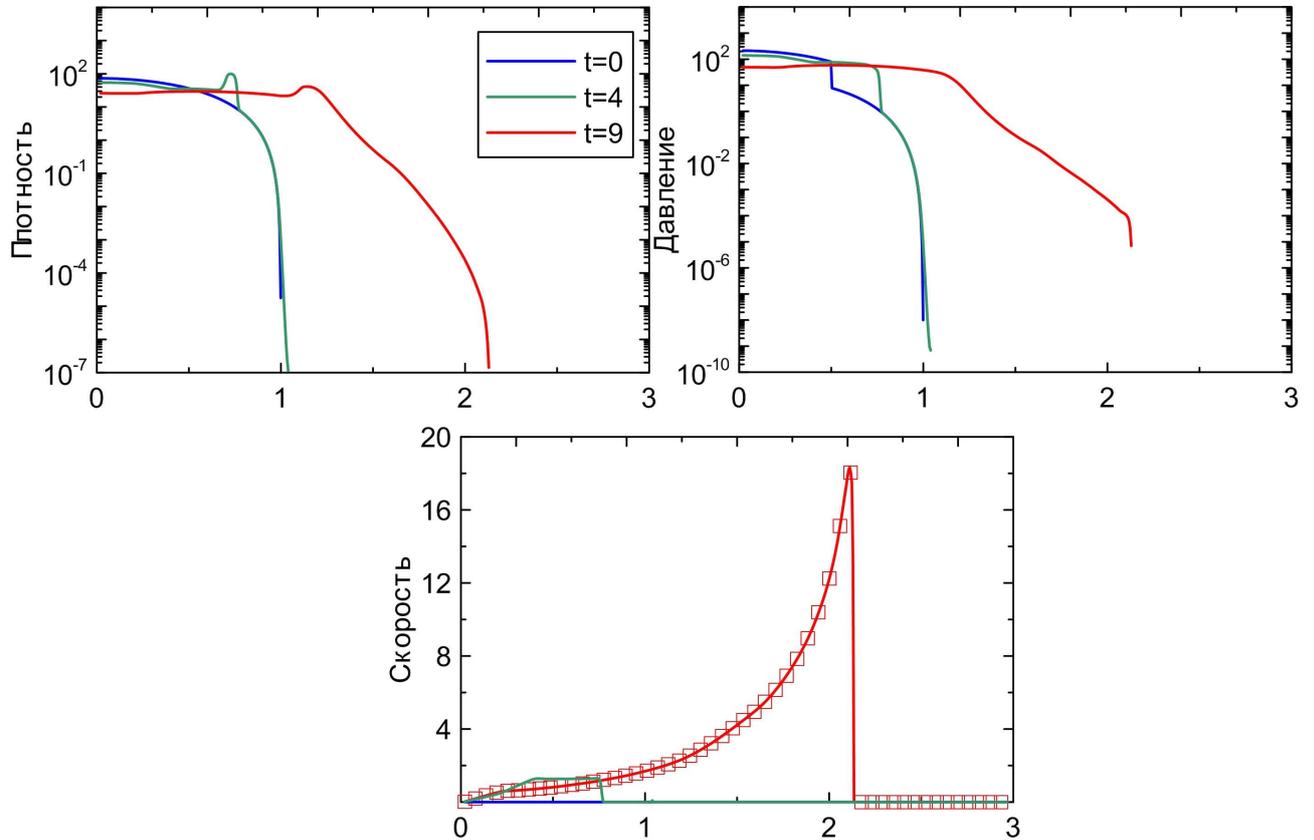


Рис. А.2. Демонстрация истечения газа в вакуум в численном эксперименте. Скачок скорости совпадает с положением границы «газ-вакуум».

Такой подход позволяет упростить выбор граничных условий для газового диска. Поместив диск в вакуум, в граничных ячейках также можно положить значения физических величин равные нулю. В таком случае до тех пор, пока вещество не достигнет границ расчетной области, влияние границ будет отсутствовать.

Начальные условия для задачи выбраны следующим образом: слева задается произвольный гладкий профиль плотности и давления, скорость равна нулю, справа от разрыва ($x > 1$) — все физические величины равны нулю.

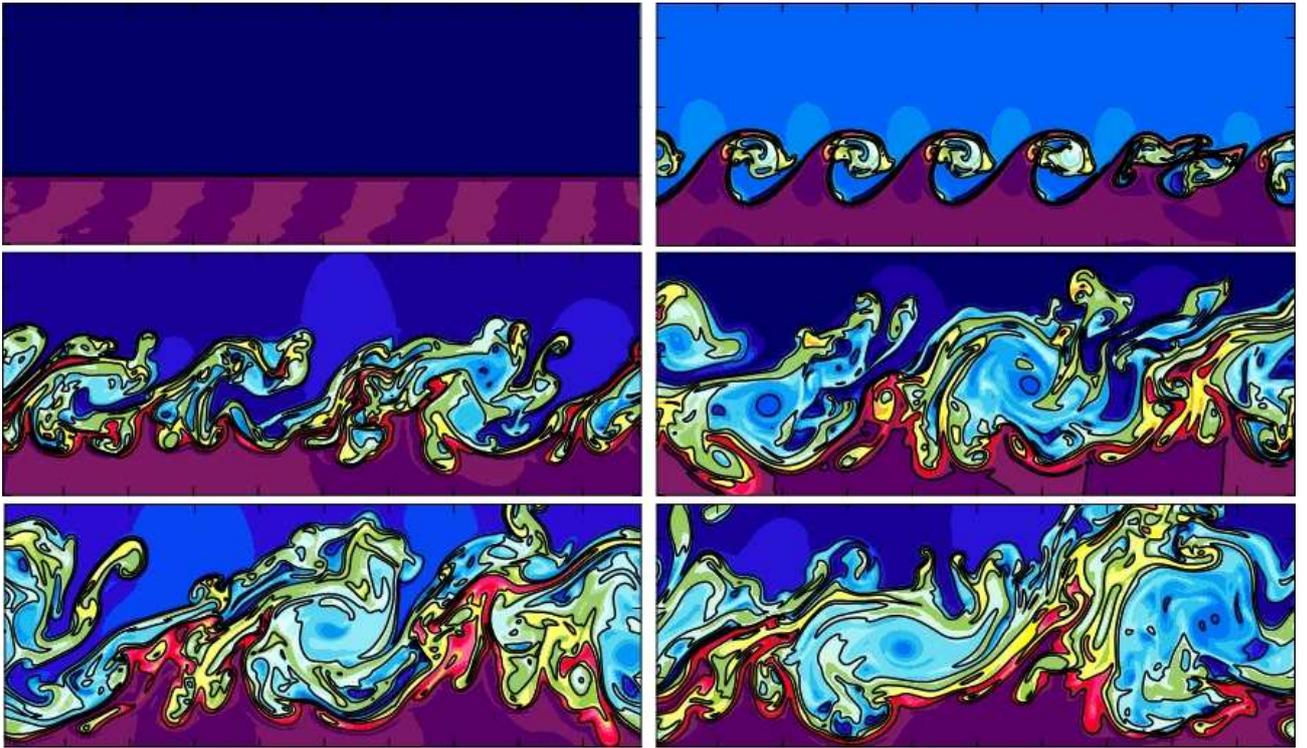


Рис. А.3. Пример развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на нелинейной стадии в численных экспериментах

Хорошо видно, что решение на больших временах выходит на зависимость типа $v \sim r^{-2}$, где r — расстояние от скачка скорости.

Моделирование неустойчивости Кельвина-Гельмгольца

Особые требования к численной схеме возникают при моделировании гидродинамических неустойчивостей. Рассмотрим тангенциальный сверхзвуковой разрыв скорости, совмещенный с большим перепадом плотности (рис. А.3). Такое течение при определенных соотношениях между параметрами, и длиной волны возмущения поверхности раздела двух сред неустойчиво. В начальный момент времени газ разделен на два объема: один плотный и холодный, другой — теплый и менее плотный. Отношение плотности и температуры $\xi = \frac{\rho_b}{\rho_t} = \frac{T_t}{T_b} = \frac{c_t^2}{c_b^2}$. Два слоя двигаются относительно друг друга с различными тангенциальными скоростями. Верхний слой движется с числом Маха $M_t = \frac{v_t}{c_t} \approx 0.11$, а нижний слой движется $M_t = \frac{v_b}{c_b} \approx 0.34$. В этом

случае $\xi = 10$. Сдвиговая скорость определяется как $v_{shear} = 0.68c_b$, что в дозвуковом режиме благоприятствует развитию неустойчивости. В качестве затравочного возмущения на границе двух слоев задается возмущение тангенциальной скорости в виде:

$$v_y(x) = \delta v_y \sin(\lambda 2\pi x), \quad (\text{A.2})$$

где δv_y – амплитуда возмущения в единицах скорости звука c_b , λ – длина волны возмущения. Скорость возмущается в области толщиной 5% от размеров расчетной области.

На рис. [A.3](#) показана структура течения в результате развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на существенно нелинейных стадиях развития. Формируются ярко выраженные поверхностные структуры типа «кошачьи глаза», происходит опрокидывание волн с последующей сильной турбулизацией вещества.

Приложение Б

Модель гравитационного поля Галактики

Гравитационный потенциал темного гало представим в виде потенциала квазиизотермической сферы [291]:

$$\Psi_{halo} = \frac{M_h}{C_h} \cdot \left\{ \ln(\xi) + \frac{\arctg(\xi)}{\xi} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \xi^2}{\xi^2} \right\}. \quad (\text{Б.1})$$

где $\xi = r/a_h$, M_h — масса гало внутри радиуса r_h , a_h — шкала гало и нормировочный множитель $C_h = a_h(r_h/a_h - \arctg(r_h/a_h))$. В модели приняты следующие значения параметров $r_h = 12$ кпк, $a_h = 6$ кпк, $M_h = 0.64 \cdot 10^{11} M_\odot$.

Для описания звездного балджа была выбрана модель Кинга с учетом обрезания на радиусе r_b^{max} [336]

$$\Psi_{bulge} = -\frac{M_b}{rC_b} \ln \left[\frac{r}{r_b} + \left(1 + \left(\frac{r}{r_b} \right)^2 \right) \right], \quad (\text{Б.2})$$

со следующими значениями параметров $M_b = 0.092 \cdot 10^{11} M_\odot$, $r_b = 0.2$ кпк, $r_b^{max} = 12$ кпк, где

$$C_b = \ln(r_b^{max}/r_b + \sqrt{1 + (r_b^{max}/r_b)^2}) - (r_b^{max}/r_b) / (\sqrt{1 + (r_b^{max}/r_b)^2}).$$

Для трехмерного потенциала звездного диска с экспоненциальным профилем поверхностной плотности (или яркости) можно записать [299]

$$\Psi_{disk} = \pi \sigma_0 z_d \cdot \ln(\cosh(z/z_d)) - \pi \sigma_0 r_d \cdot y \cdot (I_0(y) K_1(y) - I_1(y) K_0(y)), \quad (\text{Б.3})$$

где $y = \frac{r}{2 \cdot r_d}$, $\sigma_0 = \frac{M_d}{2\pi \cdot r_d^2}$ — центральная поверхностная плотность, $M_d = 0.4 \cdot 10^{11} M_\odot$, радиальная шкала диска — $r_d = 3$ кпк, вертикальная шкала

$z_d = 100$ пк, $I_0(y), K_0(y), I_1(y), K_1(y)$ — цилиндрические функции Бесселя первого и второго рода соответственно.

Учет в модели гравитационного потенциала бара и спиральной структуры позволяет более детально воспроизвести гравитационный потенциал Галактики. Следуя работе [107], можно записать возмущение потенциала звездного диска Ψ_{disk}^* в виде суперпозиции потенциала создаваемого баром и двух-, четырех- спиральными структурами:

$$\Psi_{disk}^* = \Psi_{disk} \cdot (1 + \varepsilon(t) \cdot \Psi_{arms}), \quad (\text{Б.4})$$

где переменная $\varepsilon(t)$ описывает эволюцию относительной амплитуды волны плотности в звездном диске. Был использован линейный рост $\varepsilon(t < \tau) = 0.1 \cdot \frac{t}{\tau}$ в течение $\tau = 220$ млн лет, после чего значение амплитуды волны считалось постоянным: $\varepsilon(t > \tau) = 0.1$.

Относительное возмущение Ψ_{arms} представимо в виде:

$$\Psi_{arms} = \frac{\kappa_1 \cos(\Theta_1)}{(1 + \kappa_1)^{3/2}} + \frac{\kappa_2 \cos(\Theta_2)}{(1 + \kappa_2)^{3/2}} + \frac{\kappa_4 \cos(\Theta_4)}{(1 + \kappa_4)^{3/2}}, \quad (\text{Б.5})$$

где $\kappa_1 = (r/r_{a1})^2$, $\kappa_2 = (r/r_{a2})^2$, $\kappa_4 = (r/r_{a4})^2$; $r_{a1} = 2$ кпк, $r_{a2} = 7$ кпк, $r_{a4} = 7$ кпк — радиальные шкалы для бара, двух- и четырех- рукавного узора соответственно. Функции Θ_i записываются в виде:

$$\Theta_1 = 2 \cdot (\varphi - f_1),$$

$$\Theta_2 = 2 \cdot (\varphi - f_2 - \cot(i_2) \cdot \ln(r/r_{02})),$$

$$\Theta_4 = 4 \cdot (\varphi - f_4 - \cot(i_4) \cdot \ln(r/r_{04})),$$

где φ — азимутальный угол, $f_1 = f_2 = f_4 = 50^\circ$ — азимутальная фаза бара и спирального узора, $r_{02} = r_{04} = 3.5$ кпк, $i_2 = i_4 = 18^\circ$ — шкалы и углы закрутки двух- и четырех- рукавного узора соответственно.

Приложение В

Скорости нагрева и охлаждения газа в МЗС

В этой части приложения описаны наиболее важные процессы охлаждения и нагрева в низкотемпературной области $T < 2 \times 10^4$ К. Основными процессами охлаждения для звездного значения металличности здесь являются рекомбинация и возбуждение водорода в диапазоне $10^4 \lesssim T \lesssim 2 \times 10^4$ К, и излучение в линиях при переходах в тонкой структуре CII, OI и SiII при $T \lesssim 10^4$ К. Атомные данные для переходов в тонкой структуре использовались из работы [161] и представлены в таблице В.1. Скорости охлаждения в линиях получаются при решении уравнений баланса населенности уровней в оптически тонком стационарном режиме [см. например 161]. В таблице В.2 собраны другие важные процессы, определяющие охлаждение и нагрев газа. Между 5×10^3 К и 10^4 К в термодинамической эволюции газа в основном играют роль метастабильные переходы. Ниже 5×10^3 К в охлаждении доминируют переходы в тонкой структуре. В таблице В.1 используются следующие обозначения: λ — длина волны, E_{ij}/k_B — температура возбуждения, A_{ij} — коэффициенты Эйнштейна, γ_{ij}^e , γ_{ij}^H — скорости девозбуждения при столкновениях с электронами и атомами водорода соответственно. В таблице В.2 физические величины имеют следующий смысл: n — концентрация газа, Z — металличность газа, n_H , n_{H_2} , n_e , n_{H^+} ($n_e = n_{H^+}$), n_{OI} , n_{CII} , n_{SiII} — концентрация нейтрального водорода, молекулярного водорода, электронов, протонов, нейтрального кислорода, однократно ионизованного водорода, однократно ионизованного углерода, однократно ионизованного кремния соответственно; температура пылинок в межзвездной среде принимается равной $T_d = 8$ К; параметр доплеровского уширения предполагается равным $b = 3$ км с⁻¹; G_0 — значение плотности энергии падающего УФ-излучения

Таблица В.1. Атомные данные для переходов в линиях тонкой структуры

Охладитель	Переход	$\lambda, \mu\text{m}$	$E_{ij}/k_B, \text{K}$	A_{ij}, c^{-1}	$10^{-7}\gamma_{ij}^e, \text{cm}^3 \text{c}^{-1}$	$\gamma_{ij}^H, \text{cm}^3 \text{c}^{-1}$
СII ($^2P_{1/2}, ^2P_{3/2}$)	1 \rightarrow 0	157.7	91.2	2.4×10^{-6}	$2.8 \left(\frac{T}{100}\right)^{-0.5}$	$8.0 \times 10^{-10} \left(\frac{T}{100}\right)^{0.07}$
OI ($^2P_2, ^2P_1, ^2P_0$)	1 \rightarrow 0	63.1	227.7	9.0×10^{-5}	1.4×10^{-1}	$9.2 \times 10^{-11} \left(\frac{T}{100}\right)^{0.67}$
	2 \rightarrow 0	44.2	326.7	1.0×10^{-10}	1.4×10^{-1}	$4.3 \times 10^{-11} \left(\frac{T}{100}\right)^{0.8}$
	2 \rightarrow 1	145.6	98	1.7×10^{-5}	5.0×10^{-2}	$1.1 \times 10^{-10} \left(\frac{T}{100}\right)^{0.44}$
SiII ($^2P_{1/2}, ^2P_{3/2}$)	1 \rightarrow 0	34.8	410	2.1×10^{-4}	$17 \left(\frac{T}{100}\right)^{-0.5}$	$8.0 \times 10^{-10} \left(\frac{T}{100}\right)^{-0.07}$

в диапазоне 6 – 13.6 эВ, нормированное на среднее значение в МЗС [170] $= 1.6 \times 10^{-3}$ эрг $\text{cm}^{-2} \text{c}^{-1}$); $k_{\text{H}_2}^{form}$ — скорость реакции образования H_2 на пылинках. $\Lambda_{\text{H}_2}^{LTE}$ — функция охлаждения в предположении локального термодинамического равновесия (ЛТР), которая использовалась в форме, приведенной в работе [161].

Таблица В.2. Список скоростей нагрева и охлаждения, включенных в модель газовой компоненты

Процесс	Скорость, эрг см ⁻³ с ⁻¹	ссылка
Охлаждение		
H ⁺ рекомбинация	$\Lambda = 8.7 \times 10^{-27} T^{0.5} \left(\frac{T}{10^3}\right)^{-0.2} n_e n_{H^+} \left[1 + \left(\frac{T}{10^6}\right)^{0.7}\right]^{-1}$	[159]
H возбуждение	$\Lambda = 7.5 \times 10^{-19} \exp\left(-\frac{118348}{T}\right) n_e n_H \left[1.0 + \left(\frac{T}{10^5}\right)^{0.5}\right]^{-1}$	[159]
свободно-свободное излучение	$\Lambda = 1.42 \times 10^{-27} T^{0.5} g_{\text{ff}}(T) n_e n_{H^+}, \quad g_{\text{ff}} = 0.79464 + 0.1243 \log(T)$	[159]
H ₂ охлаждение	$\Lambda_{H_2} = \frac{\Lambda_{H_2}^{LTE}}{1 + [\Lambda_{H_2}^{LTE}/\Lambda(n_H \rightarrow 0)]} n_H n_{H_2},$	[160]
	$\Lambda(n_H \rightarrow 0) = \log(-103 + 97.59 \log T - 48.05 \log T^2 + 10.80 \log T^3 - 0.9032 \log T^4)$	[165]
Основные метастабильные переходы	$\Lambda(\text{OI}6300) = 1.4 \times 10^{-22} T^{0.5} \exp(-22500/T) n_e n_{\text{OI}}$	[161]
	$\Lambda(\text{CII} 2326) = 1.22 \times 10^{-17} T^{0.5} \exp(-61900/T) n_e n_{\text{CII}}$	
Перенос энергии при столкновениях газ-пыль	$\Lambda = 3.8 \times 10^{-33} T^{0.5} (T - T_d) \left[1.0 - 0.8 \exp\left(-\frac{75}{T}\right)\right] \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right) n^2$	[165]
Рекомбинация на поверхности пылинок	$\Lambda = 2.33 \times 10^{-30} T^{0.94} \tilde{\psi}^{0.74/T^{0.068}} \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right) n_e n, \quad \text{where } \tilde{\psi} = G_0 \sqrt{T}/0.5 n_e$	[162]

Процесс	Скорость, эрг см ⁻³ с ⁻¹	ссылка
Нагрев		
Фотоэлектрический эффект	$\Gamma = 1.3 \times 10^{-24} \epsilon G_0 \left(\frac{Z}{Z_\odot} \right) n$ $\epsilon = \frac{4.9 \times 10^{-2}}{1.0 + 4.0 \times 10^{-3} \tilde{\psi}^{0.73}} + \frac{3.7 \times 10^{-2} (T/10000)^{0.7}}{1.0 + 2.0 \times 10^{-4} \tilde{\psi}}$	[163]
образование H ₂ на пыли	$\Gamma = 7.16 \times 10^{-12} k_{\text{H}_2}^{\text{form}} n n_{\text{H}} \left(\frac{n}{n + n_{\text{cr}}} \right)$ $n_{\text{cr}} = \frac{10^6 T^{-0.5}}{1.6 (n_{\text{H}}/n) \exp(-\frac{400}{T})^2} + 1.4 (n_{\text{H}_2}/n) \exp\left(-\frac{12000}{T + 1200}\right)$ $k_{\text{H}_2}^{\text{form}} = 3 \times 10^{-18} T^{0.5} [1 + 0.04(T + T_d)^{0.5} + 2 \times 10^{-3} T + 8 \times 10^{-6} T^2]^{-1} \times [1 + 10^4 \exp(-600/T_d)]^{-1}$	[165]
фотодиссоциация H ₂ и накачка УФ- излучением	$\Gamma = \zeta_{\text{diss}}(N(\text{H}_2), A_V) n_{\text{H}_2} \left[6.4 \times 10^{-13} + 2.7 \times 10^{-11} \left(\frac{n}{n + n_{\text{cr}}} \right) \right]$ <p>см. уравнение 2.14 для $\zeta_{\text{diss}}(N\text{H}_2, A_V)$</p> $f_{\text{shield}}(N(\text{H}_2)) = \frac{0.965}{(1 + x/b_5)^2} + \frac{0.035}{(1 + x)^{0.5}} \exp[-8.5 \times 10^{-4} (1 + x)^{1/2}],$ $x = N_{\text{H}_2}/5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}, \quad b_5 = b/10^5 \text{ см с}^{-1}$	[165]
Ионизация космическими лучами	$\Gamma = 3.2 \times 10^{-11} \xi_{\text{tot}} n, \quad \text{где } \xi_{\text{tot}} = (\xi_{\text{H}} n_{\text{H}} + \xi_{\text{H}_2} n_{\text{H}_2})/n,$ $\zeta_{\text{H}} = 6 \times 10^{-18} \text{ с}^{-1}, \quad \zeta_{\text{H}_2} = 2\zeta_{\text{H}}$	[166]

Приложение Г

Динамическое равновесие звездного диска

В первой главе обсуждалась методика расчета эволюции системы N -тел. В рамках такой проблемы динамика звездного диска представима в рамках набора уравнений движения с учетом внешнего гравитационного потенциала Ψ_{ext} :

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\nabla [\Psi_s(\mathbf{r}_i) + \Psi_{ext}(\mathbf{r}_i) + \Psi_g(\mathbf{r}_i)], \quad i = 1, \dots, N. \quad (\text{Г.1})$$

Здесь Ψ_s — потенциал звездной компоненты диска, Ψ_g — поле создаваемое газом и Ψ_{ext} — общий потенциал темного гало (Ψ_h) и балджа (Ψ_b): $\Psi_{ext} = \Psi_h + \Psi_b$.

Уравнения Пуассона связывают решение уравнения динамики звездной подсистемы Г.1 и уравнения Эйлера для газа:

$$\frac{\partial \rho_g \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho_g \mathbf{u}) + \nabla p + \rho_g \nabla [\Psi_g + \Psi_{ext} + \Psi_s] = 0. \quad (\text{Г.2})$$

Таким образом система уравнений динамики звездно-газового диска дополняется:

$$\Delta \Psi_g = 4\pi G \rho_g, \quad (\text{Г.3})$$

$$\Delta \Psi_s = 4\pi G \rho_s. \quad (\text{Г.4})$$

Наблюдаемая кривая вращения галактики воспроизводится при комбинации параметров гало (M_h, a_h), балджа (M_b, r_b) и звездного диска (M_s, r_d, z_0). Вклад во вращение галактики от газа обычно пренебрежимо мал. В начале расчета задается гладкое распределение объемной плотности звезд в диске в виде:

$$\rho_s = \rho_{s0} \exp(-r/r_d) \cdot A(z/z_0),$$

где r_d , z_0 — радиальная и вертикальная шкалы диска. Функция $A(z)$ определяет характер вертикального распределения плотности в диске: $A(z) = \text{ch}^{-2}(z/z_0)$.

Равновесие звездного диска в вертикальном направлении определяется решением уравнения Джинса:

$$\rho_s \frac{d}{dz} \left(c_z^2 \frac{d\rho_s}{dz} \right) - c_z^2 \left(\frac{d\rho_s}{dz} \right)^2 + \rho_s^2 \frac{d^2 c_z^2}{dz^2} + 4\pi G \rho_s^2 (\rho_s + E + \rho_{ext}(z)) + \rho_s^2 \frac{d}{dz} \frac{E_\alpha}{\rho_s} = 0, \quad (\Gamma.5)$$

$$E = -\frac{1}{4\pi G r} \frac{\partial V_c^2}{\partial r}, \quad E_\alpha = \frac{\partial(r\rho_s\alpha_{rz})}{r \partial r}.$$

Здесь c_z — дисперсия скоростей звезд в вертикальном направлении, $\alpha_{rz} = \langle uw \rangle$ — усредненное значение радиальной u и вертикальной w компонент скорости звезд в диске, ρ_{ext} — суммарная плотность гало и балджа.

Решение уравнения Джинса в радиальном направлении позволяет построить равновесие диска вдоль радиальной координаты в плоскости $z = 0$:

$$V^2 = (\langle v \rangle)^2 = V_c^2 + c_r^2 \left\{ 1 - \frac{c_\varphi^2}{c_r^2} + \frac{r}{\rho_s c_r^2} \frac{\partial(\rho_s c_r^2)}{\partial r} + \frac{r}{c_r^2} \frac{\partial \alpha_{rz}}{\partial z} \right\}, \quad (\Gamma.6)$$

где V_c — круговая скорость пробной частицы в симметричном потенциале Ψ : $V_c^2/r = -\frac{\partial \Psi}{\partial r}$, $c_r/c_\varphi = 2\Omega/\kappa$, $\Omega = V/r$ и $\kappa = \sqrt{4\Omega^2 (1 + r d\Omega/(2\Omega dr))}$ — эпициклическая частота.

Газовый диск вдоль радиуса простирается значительно дальше, чем звездный. В моделях, граница газовой компоненты протянута до значения $r = 16r_d$, где $4r_d$ — оптический размер диска. Начальная плотность газа представима в виде: $\rho_g = \rho_{g0}(1 - r/(16r_d)) \cdot B(z)$, где функция $B(z)$ определяется балансом гравитационной силы и газового давления. Тогда уравнение Эйлера, определяющее характер вращения газа отличается от звездного и записывается в виде:

$$-\frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho_g} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} [\Psi_g + \Psi_s + \Psi_{ext}]. \quad (\Gamma.7)$$