

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Учреждение Российской академии наук
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ РАН

На правах рукописи

Курбатов Евгений Павлович

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ
ГАЛАКТИК**

01.03.02 — астрофизика и звёздная астрономия

**Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических**

**Научный руководитель
чл.-корр. РАН
Шустов Б. М.**

Москва — 2010

Оглавление

Введение		4
1	Ранняя химическая эволюция Галактики	15
1.1	Введение	15
1.2	Модель эволюции галактики	17
1.3	Эволюция обилий кислорода и железа в Галактике	21
1.4	Распределение тяжёлых элементов над галактическим диском	27
1.5	Заключение по первой главе	30
2	О скорости звездообразования и турбулентной диссипации в моделях галактик	31
2.1	Введение	31
2.2	Скорость звездообразования	33
2.3	Диссипация турбулентной энергии	36
2.4	Однозонная модель эволюции галактик	40
2.5	Формирование звёздного населения Галактики	42
2.6	Заключение по второй главе	51
3	Влияние распада ОВ-ассоциаций на эволюцию карликовых га- лактик	52
3.1	Введение	52
3.2	Механизм выброса звёзд	55

3.3	Численное моделирование	61
3.3.1	Однозонная модель галактики	61
3.3.2	Результаты расчётов	63
3.4	Заключение по третьей главе	67
3.5	Приложение	71
	Литература	73

Введение

Введение

Галактики представляют собой системы, состоящие из газа, звёзд и тёмного вещества. В различных классификациях по морфологическому типу вводится более десяти типов галактик [1, 2], которые приблизительно можно разделить на эллиптические, дисковые и неправильные. Широкое многообразие типов галактик отражает большое различие условий их формирования и эволюции. Наиболее популярным сейчас сценарием формирования структур является иерархический сценарий в рамках космологической модели Λ CDM, согласно которой вещество во Вселенной представлено барионной и тёмной составляющей (CDM — Cold Dark Matter, холодное тёмное вещество) в отношении по массе, примерно, 1 : 6, а закон расширения Вселенной определяется, главным образом, тёмной энергией, плотность которой составляет более 70% от средней плотности массы-энергии. Формирование структур в иерархическом сценарии происходит путём конденсации и роста начальных космологических возмущений в тёмном веществе и газе на фоне расширяющейся Вселенной. В этом сценарии первые гравитационно связанные объекты — минигало с массами до $10^6 M_{\odot}$ — сливаются, со временем образуя гало тёмного вещества галактических скоплений и галактик [3]. Образование галактик происходит в течение всего процесса слияния гало — путём коллапса газа, содержащегося в гало, аккреции га-

за сформировавшейся галактикой, а также путём слияния галактик [4]. Так, эллиптические галактики, обладающие массой звёздной системы порядка $10^{11} M_{\odot}$ имеют в среднем два значимых, то есть сравнимой массы, предка, а более массивные — до пяти [5]. Несмотря на то, что качественная картина формирования галактик, галактических групп и скоплений представляется ясной, существует ряд вопросов, которые касаются принятой космологической модели и иерархического сценария.

Хотя гало большей массы формируются путём слияний гало меньшей массы (т.н. «bottom-up clustering»), наблюдения показывают, что звёзды в массивных галактиках имеют в среднем больший возраст, чем в галактиках меньших масс (т.н. «down-sizing»), вопреки иерархическому сценарию, который предполагает более позднее формирование массивных гало [6, 7, 8]. В теоретических работах были предложены решения этого противоречия без отказа от модели Λ CDM — как более тонким расчётом цепочек слияния гало в иерархическом сценарии [9, 10, 5], так и учётом излучения активных ядер массивных галактик [5]. В тех численных моделях, когда в расчёт берётся только лишь аккреция и выброс газа, не удалось добиться соответствия модели с наблюдениями [11].

Наблюдаемое количество маломассивных спутников в окрестности нашей галактики и в локальной группе значительно ниже, чем предсказывается космологической моделью Λ CDM [12, 13]. В рамках модели это может объясняться тем, что частицы тёмного вещества имеют слишком низкую дисперсию скоростей. Предлагаемые решения сводятся к замене холодного тёмного вещества — тёплым (Warm Dark Matter), с бóльшим значением дисперсии скоростей частиц [13, и др.]. Однако, это приводит к смещению

момента начала эпохи реионизации, который сильно зависит от количества маломассивных гало [14].

Другой вопрос, который имеет связь с космологией, это проблема углового момента. Чрезмерная диссипация углового момента представляет существенные трудности в попытках смоделировать формирование дисков, которые соответствовали бы типичным наблюдаемым галактикам. Одной из причин этого является большое число маломассивных гало, вовлечённых в динамическое трение с веществом формирующегося диска [15]. Безотносительно космологии, проблема углового момента вызвана как недостаточно высоким разрешением, которое удаётся достигнуть в численных моделях, так и недостатками самих физических моделей аккреции, диссипации и звездообразования [14].

Трудности построения моделей эволюции галактик вызваны сложностью базовых физических процессов. В современных моделях термодинамические свойства и структура газа описываются в терминах функций нагрева и охлаждения [16], и с использованием моделей многофазной межзвёздной среды (МЗС) [17, 18, 19].

Диссипативные процессы в газе могут быть представлены ударными волнами, вязкостью, радиационным нагревом и охлаждением. В современных моделях термодинамические свойства и структура газа описываются в терминах функций нагрева и охлаждения [20, 16], с использованием моделей многофазной межзвёздной среды [17, 18, 19], а также путём использования искусственной вязкости как замены физической вязкости газа и ударных волн [21, 22]. Недостатки этих подходов в том, что в них не учитывается турбулентная структура межзвёздной среды. Действие сверхновых на МЗС

в моделях определяется вкладом в радиационную, тепловую и кинетическую энергию. Баланс между составляющими этого вклада существенным образом влияет на свойства модели [23]. Также определяющим является время диссипации и высвечивания энергии, переданной межзвёздной среде — слишком короткое время высвечивания приводит к сильной фрагментации газа, что усиливает, в частности, проблему углового момента в дисковых галактиках. Свободные параметры моделей нагрева и охлаждения газа, которые предлагались разными авторами, не всегда удаётся обосновать теоретически (см. обзор [16]).

В моделях галактик, в которых используется прямое моделирование МЗС методами газовой динамики, удаётся разрешать области размером не менее 10 пк, в то время, как звездообразование происходит на существенно меньших масштабах. Сложная структура межзвёздной среды и широкий диапазон значений температуры и плотности в ней делает возможным лишь феноменологический подход к описанию звездообразования. В разное время были предложены несколько способов задания скорости образования звёзд в зависимости от параметров межзвёздной среды [24]. В частности, широко используется закон шмидтовского типа [25], полученный на основе наблюдений, где скорость звездообразования пропорциональна некоторой степени плотности. Различие феноменологических моделей и трудности с определениями их параметров из первых принципов говорит о недостаточном понимании всего комплекса физических процессов, происходящих в межзвёздной среде.

Ещё одним фактором, определяющим эволюцию галактик, является обмен веществом галактики с межгалактической средой (МГС). В отличие

от изолированных галактик, обмен веществом может оказывать влияние на химический состав МЗС и морфологию галактик, а также на химический состав газа внутри скопления [26]. Можно выделить несколько возможных механизмов потери газа галактикой [27]: галактический ветер, вызванный множественными взрывами сверхновых, лобовое давление, испытываемое галактикой со стороны МГС, приливное воздействие со стороны других галактик в группе, выпаривание газа из галактик посредством взаимодействия с горячей МГС и выдувание пыли давлением излучения звёзд. Множественными событиями аккреции, приводящими к вспышкам звездообразования, можно объяснить наличие нескольких звёздных населений, которое обнаруживается во многих галактиках [28].

В работах, лёгших в основу этой диссертации, были сделаны попытки развить модели некоторых физических процессов в межзвёздной среде и звёздном населении галактик, оставаясь в рамках простого однозонного подхода, разработанного ранее и освещённого во многих статьях [29, 27, 30, и др.].

Цели диссертации

Основными целями диссертации являются:

- исследование истории химического обогащения Галактики;
- развитие локальной модели звездообразования в галактиках и модели диссипации турбулентной энергии в межзвёздной среде;
- исследование химического состава звёздных населений Галактики;

- исследование потери звёздной массы на эволюцию карликовых галактик.

Научная новизна

Впервые получены следующие результаты:

- Найдено объяснение распределения обилия железа в звёздах в зависимости от высоты над плоскостью Галактики. Распределение имеет хорошее согласие с наблюдениями на шкале высоты до 16 кпк. Показано, что низкометаллические звёзды, расположенные на больших высотах, образовались до или в начале формирования галактического диска.
- Предложена локальная модель звездообразования, скорость которого зависит от плотности и средней температуры газа. Модель основана на применении критерия гравитационной неустойчивости Джинса, с возможным обобщением её на те случаи, когда необходимо учитывать вращение галактики, магнитное поле и химический состав газа.
- Развита модель диссипации турбулентной энергии межзвёздной среды, в которой берётся в расчёт структура МЗС. Показаны недостатки подхода к моделированию МЗС, используемого в настоящий момент и обоснована необходимость учёта турбулентной структуры межзвёздной среды. Продемонстрированы качественные свойства на примере однозонной модели эволюции галактик.
- В рамках однозонной модели эволюции галактик построен сценарий

эволюции Галактики, в котором объясняется особенность в распределении кислорода и железа, наблюдаемая по F- и G-карликам в окрестности Солнца.

- Обнаружен механизм потери массы карликовыми галактиками посредством распада OB-ассоциаций и исследованы наблюдательные проявления этого механизма: повышение металличности МГС, увеличение соотношения массы к светимости для галактик.
- Предложено объяснение отсутствию дисковых галактик с абсолютной звёздной величиной выше -13 .

Научная значимость

Основные результаты данной диссертации, определяющие её научную значимость, опубликованы в авторитетных астрономических изданиях и служат развитию фундаментальных представлений о физических процессах в межзвёздной среде и об эволюции галактик в целом.

Публикации

Основные результаты и положения диссертационной работы опубликованы в 3 статьях общим объёмом 31 страница, 1 работа написана совместно с соавторами.

Публикации в реферируемых журналах:

1. Е. П. Курбатов, А. В. Тутуков, Б. М. Шустов «Эволюция галактик и соотношение Талли-Фишера», Астрон. Журн., 2005, том 82, № 7,

с. 573–583.

2. Е. П. Курбатов «О скорости звездообразования и турбулентной диссипации в моделях галактик», Астрон. Журн., 2007, том 84, № 12, с. 1059–1069.
3. Е. П. Курбатов «Влияние распада ОВ-ассоциаций на эволюцию карликовых галактик», Астрон. Журн., 2010, том 87, № 7, с. 646–654.

Публикаций в нереферируемых изданиях, включая тезисы докладов на конференциях: 9.

Апробация работы

Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на следующих российских и международных научных конференциях и локальных семинарах:

1. Astronomische Gesellschaft 2005 «Interacting Galaxies», Köln, Germany, September 28–30 2005.
2. Конференция молодых учёных, УрГУ, Коуровка, февраль 2007 г.
3. Young Scientists Conference on Astronomy and Space Physics, Kyiv, Ukraine, April 23–28 2007.
4. Семинар «Субпарсекковые структуры в межзвёздной среде», Москва, ГАИШ, 3–4 июля 2007 г.
5. Семинар ИНАСАН, ноябрь 2007 г.
6. Конкурс молодых учёных, ИНАСАН, Москва, ноябрь 2007 г.

7. Семинар ИНАСАН, декабрь 2007 г.
8. Конференция «Актуальные проблемы внегалактической астрономии», ПРАО ФИАН, Пущино, 21–23 апреля 2009 г.
9. Conference «Nearby Dwarf Galaxies», SAO, N. Arkhyz, September 14–18, 2009.
10. Конференция «Химическая и динамическая эволюция галактик», ЮФУ, Ростов-на-Дону, 28–30 сентября 2009 г.

Личный вклад автора

Автор диссертации:

- построил локальную модель звездообразования и диссипации турбулентной энергии, в которой учтена структура МЗС;
- предложил модель потери массы карликовых галактик и изменения морфологии карликовых дисковых галактик, основанную на явлении распада ОВ-ассоциаций;
- для реализации предложенных моделей произвёл модификации численного кода, разработанного ранее Д. З. Вибе [30];
- провёл все теоретические расчёты по обоснованию предложенных моделей и численные расчёты по моделированию эволюции галактик.

Объём и структура диссертации

Диссертация состоит введения, из трёх глав и заключения. Объём работы составляет 89 страниц, включая 9 рисунков и 1 таблицу. Список цитируемой литературы состоит из 114 наименований.

Во введении дан краткий обзор по теме диссертации. Описаны текущие проблемы теории формирования и эволюции галактик. Представлены общие характеристики диссертационной работы (цели диссертации, структура диссертации, публикации по теме диссертации, личный вклад в совместные работы, научная и практическая значимость и результаты, выносимые на защиту).

В первой главе представлены результаты исследования ранней истории обогащения Галактики тяжёлыми элементами. Проведён анализ факторов, определяющих ранний этап химического обогащения МЗС и химической эволюции звёздного населения. Было получено распределение металлов по высоте над плоскостью Галактики.

Во второй главе предложена локальная модель звездообразования, скорость которого определяется локальным значением плотности газа и средней температуры. При построении модели была учтена наблюдаемая статистика распределения облаков в межзвёздной среде. Также предложена модель диссипации турбулентной энергии в МЗС через столкновения облаков. Модель звездообразования и диссипации была привлечена к объяснению особенности распределения обилий кислорода, железа и других элементов в F- и G-карликах, солнечной окрестности.

В третьей главе рассмотрено влияние эффектов, вызванных распадом

ОВ-ассоциаций, на эволюцию карликовых галактик. С помощью этого эффекта объяснено существование нижнего предела масс карликовых дисковых галактик и предложено возможное решение проблемы дефицита количества спутников нашей галактики.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

1. Показано, что низкометаллические звёзды, расположенные на больших высотах, образовались до или в начале формирования диска Галактики.
2. Предложено модельное определение локальной скорости звездообразования и диссипации турбулентной энергии.
3. Показано, что наблюдаемая особенность химических обилий в F- и G- карликах может быть объяснена паузой в звездообразовании, вызванной поглощением нашей Галактикой галактики-спутника.
4. Предложен механизм изменения во времени морфологии изолированных карликовых галактик как результат распада ОВ-ассоциаций.
5. Предложено объяснение отсутствию дисковых галактик со звёздной величиной выше -13 .

1. Ранняя химическая эволюция Галактики

1.1. Введение

Теоретическому исследованию эволюции галактик посвящены тысячи научных работ. В них зачастую используются весьма сложные математические инструменты: модели N тел, газодинамические многомерные модели, статистические методы и т.д. Однако, ряд очень важных результатов можно получить с помощью относительно простых и нересурсоёмких методов. В 90-х годах был предложен и развит подход, весьма простой по математической постановке, но вполне согласованный со всем сложным комплексом физических процессов, определяющих эволюцию галактики [29, 31, 30, 32, 33]. Математическая постановка задачи об эволюции галактик сводится при этом к решению двух уравнений. Одно из них определяет скорость звездообразования из условия полной ионизации однородно распределённой по диску газовой компоненты галактики. Другое — описывает процесс изменения толщины газового диска галактики, исходя из условия вириального равновесия, накачки механической энергии газовой компоненты галактики взрывами сверхновых звёзд и диссипации энергии за счёт столкновений газовых облаков. В численной модели учтены эволюция звёздного компонента галактики, и возврат газа старыми звёздами после образования их конечных продуктов: чёрных дыр, нейтронных звёзд и вырожденных карликов, обмен веществом между галактикой и межгалактиче-

ской средой. Несмотря на простоту использованного подхода, он позволил построить довольно полное и согласованное с наблюдениями описание эволюции дисковых галактик, в частности нашей Галактики, а также впервые выявить роль потери тяжёлых элементов Галактикой на формирование радиального градиента химического состава, получить согласованные распределения металлов в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики, на шкале ~ 2 кпк, позволил объяснить причину повышенной (в несколько раз по сравнению с солнечной) металличности галактик с квазарами [33].

Целью настоящей работы является продолжение исследования эволюции дисковых галактик с помощью развитой ранее модели. Отсутствие наблюдательных данных об очень старых звёздах с низким содержанием металлов не давало возможность сравнить модельные выводы с наблюдаемыми для начальных стадий эволюции Галактики. Однако, в последние годы появились данные о звёздах с предельно низкой металличностью, позволяющие проследить раннюю историю обогащения Галактики тяжёлыми элементами. В данной работе был проведён анализ факторов, определяющих ранний этап химического обогащения МЗС химической эволюции звёздного населения и было получено распределение металлов по высоте над плоскостью Галактики. В разделе 1.4 проводится сравнение современных данных о распределении металлов в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики, на шкале 16 кпк. В предыдущих работах, посвящённых этому вопросу [30], авторы опирались на довольно старые данные, относящиеся к звёздам, удалённым от диска на расстояние не более, чем 3 кпк. Это обстоятельство также ограничивало применение модели для описания самых ранних стадий эволюции Галактики, когда размер протогалактики в z -

направлении существенно превышал 3 кпк.

1.2. Модель эволюции галактики

Однозонная модель эволюции галактик, используемая в данной работе, впервые была предложена Фирмани и Тутуковым [29] и развита Вибе и Шустовым [30]. В этой модели масса газового диска галактики определяется процессом звездообразования, возвратом вещества проэволюционировавшими звёздами, аккрецией межгалактического газа и потерей вещества в виде звёздного ветра, а также за счёт выметания пыли давлением излучения звёзд и галактическим ветром:

$$\frac{dM}{dt} = -\Psi + \int_{m_{\min}}^{m_{\max}} dm \phi \Psi(t - \tau_s) (m - m_r) + \frac{dM^{\text{in}}}{dt} - \frac{dM^{\text{out}}}{dt}, \quad (1.1)$$

где интегрирование выполняется по массам звёзд в интервале от $m_{\min} = 0.1M_{\odot}$, до $m_{\max} = 100M_{\odot}$; ϕ — начальная функция масс (НФМ) звёзд с нормировкой $\int_{m_{\min}}^{m_{\max}} dm m \phi = 1$; Ψ — скорость звездообразования (СЗО); $\tau_s(m)$ — продолжительность жизни звезды массой m ; $m_r(m)$ — масса остатка звезды после вспышки сверхновой (чёрной дыры или нейтронной звезды); $dM^{\text{in}}/dt - dM^{\text{out}}/dt$ — скорость массообмена галактики с межгалактической средой. Была использована начальная функция масс Солпитера с показателем 2.35. Масса остатка звезды по Ибену и Ренцини [34]

равнялась

$$m_r(m) = \begin{cases} m, & m < 0.4M_\odot \\ M_\odot \min \left[\max \left[(m/M_\odot)^{1/3} - 0.4, 0.4 \right], 1.4 \right], & 0.4M_\odot \leq m < m_{\text{SNII}} \\ 1.4M_\odot, & m_{\text{SNII}} \leq m < m_{\text{BH}} \\ m, & m_{\text{BH}} \leq m \end{cases} \quad (1.2)$$

где $m_{\text{SNII}} = 8M_\odot$ — минимальная масса предсверхновой типа II; $m_{\text{BH}} = 40M_\odot$ — минимальная масса звезды, образующей чёрную дыру. Время жизни звёзд в зависимости от их массы было взято в виде

$$\lg \tau_s(m) = \begin{cases} 9.9 - 3 \lg(m/M_\odot), & m < 10M_\odot \\ 9.9 - 3.8 \lg(m/M_\odot) + \lg^2(m/M_\odot), & 10M_\odot \leq m \end{cases} \quad (1.3)$$

В отличие от оригинальной зависимости по Тутукову и Крюгелю [35], здесь для звёзд массой меньше $10M_\odot$ применена аппроксимация, при которой уменьшается ошибка в определении времени жизни звёзд от их массы¹.

В уравнении энергетического баланса для газа учитывается поступление энергии от вспышек сверхновых и диссипация энергии в столкновениях облаков:

$$\frac{dK}{dt} + \frac{dW}{dt} = \epsilon_{\text{SN}} E_{\text{SN}} R_{\text{SN}} - \frac{K}{\tau_d}, \quad (1.4)$$

где K и W — соответственно полная кинетическая и гравитационная энергия газа, ϵ_{SN} — доля энергии взрыва одной сверхновой E_{SN} , переданная газу (в модели полагается, что $\epsilon_{\text{SN}} E_{\text{SN}} = 0.05 \times 10^{51}$ эрг)

$$R_{\text{SN}} = \frac{10^{-3}}{M_\odot} \psi(t - \tau_{\text{SN Ia}}) + \int_{m_{\text{SNII}}}^{m_{\text{max}}} dm \phi(m) \psi(t - \tau(m)) \quad (1.5)$$

¹Д. З. Вибе, частное сообщение

частота взрывов сверхновых, $\tau_{\text{SNI}} = 10^9$ лет — время запаздывания взрывов сверхновых типа Ia. Это время близко к медианной величине задержки по сценарию эволюции тесных двойных звёзд [36]). В предыдущих расчётах [30] это время принималось равным 3×10^8 лет, но, как показали тестовые расчёты, принципиальных изменений в результаты это не вносит. Время диссипации турбулентной энергии газа в столкновениях облаков τ_d определяется динамическим временем [29, 37]:

$$\tau_d = \sqrt{\frac{2}{3\pi G\rho}}. \quad (1.6)$$

В соответствии с работой [29], для определения гравитационной энергии используем выражение

$$W = \frac{GM_G M H^2}{R^2 H_s}. \quad (1.7)$$

Здесь M_G — полная масса галактики, H_s — толщина звёздного диска.

В работе [29] полагается, что галактика в каждый момент времени находится в состоянии квази-вириального равновесия

$$K = \frac{3}{2}|W|. \quad (1.8)$$

Из вириального соотношения можно получить уравнение для толщины диска

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\epsilon_{\text{SN}} E_{\text{SN}} R_{\text{SN}} R^2 H_s}{5GM_G M H} - \frac{3H}{10\tau_d}. \quad (1.9)$$

Условие вириального равновесия приводит к тому, что состояние системы определяется всего двумя величинами — массой и толщиной газового диска.

В модели производится также расчёт обилия различных химических

элементов:

$$\begin{aligned} \frac{d(X_i M)}{dt} = & \frac{dM_i^{\text{in}}}{dt} - \frac{d(X_i M^{\text{out}})}{dt} - X_i \Psi + \frac{10^{-3}}{M_\odot} \Psi(t - \tau_{\text{SNIa}}) Y_i^{\text{SNIa}} \\ & + \int_{m_{\text{min}}}^{m_{\text{max}}} dm \phi \Psi(t - \tau_s) [(m - m_r) X_i(t - \tau_s) + \\ & + Y_i^{\text{SNII}}(m, Z(t - \tau_s))] . \quad (1.10) \end{aligned}$$

Первые два слагаемых в правой части отвечают за аккрецию и выброс элемента i с химическим обилием X_i . Третье слагаемое определяется мгновенной скоростью звездообразования, а четвёртое слагаемое даёт вклад со стороны сверхновых Ia: τ_{SNIa} — среднее время задержки между формированием двойной системы и взрывом сверхновой типа Ia; Y_i^{SNIa} — масса элемента i , выбрасываемого при одном взрыве сверхновой. Интеграл описывает вклад со стороны сверхновых типа II: $Y_i^{\text{SNII}}(m, Z)$ — масса элемента i , выработанного звездой массой m и начальным содержанием тяжёлых элементов Z . Время между образованием массивной звезды и её вспышкой в качестве сверхновой второго типа (SNII, SNIb,c) не превышает $\sim 10^7$ лет. Задержка взрыва сверхновых типа Ia заключена в широких пределах — 10^7 – 10^{10} лет, при наиболее вероятных значениях 2×10^8 – 2×10^9 лет [36]. В данной модели используется положение о том, что сверхновые типа Ia порождены слиянием вырожденных карликов в тесных двойных системах. Как показано Тутуковым и Юнгельсоном [38], среднее время задержки между формированием двойной системы и взрывом сверхновой типа Ia составляет $\tau_{\text{SNIa}} \approx 10^9$ лет. Частота вспышек сверхновых Ia, в расчёте на единицу СЗО, получена с учётом нормировки на современную частоту вспышек — 0.003 в год, и современную скорость звездообразования $3M_\odot$ в год [38]. Предполагалось, что каждая сверхновая типа Ia производит железо в количестве

$Y_{\text{Fe}}^{\text{SNIa}} = 0.6 M_{\odot}$ [39], производство других элементов этими сверхновыми не рассчитывалось. Выход элементов, произведённых сверхновыми типа II в зависимости от массы звезды и начального содержания тяжёлых элементов, был взят из расчётов Мэдера [40], а также ван ден Хёка и Грёневегена [41].

Модель обладает минимальным набором свободных параметров и позволяет проследить все важнейшие интегральные характеристики галактик, такие как СЗО, светимость, металличность. Согласно расчётам, приведённым в [27, 30, 32, 42] и др., в рамках модели правильно воспроизводятся история звездообразования и химического обогащения галактик и межгалактической среды.

1.3. Эволюция обилий кислорода и железа в Галактике

Кислород и железо были выбраны в данной работе как средство анализа относительного обилия продуктов сверхновых первого типа (главным образом железа) и сверхновых второго типа (главным образом кислорода). В расчётах была использована закрытая модель ($dM^{\text{in}}/dt = dM^{\text{out}}/dt = 0$) Галактики с внешним радиусом $R = 20$ кпк и массой $M = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, описанная в предыдущем пункте.

Эволюция отношения $[\text{O}/\text{Fe}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ неоднократно исследовалась ранее [30, 32] по звёздам в окрестности Солнца с относительным обилием железа $[\text{Fe}/\text{H}] > -3$. В этой работе диапазон рассматриваемой металличности расширен до $[\text{Fe}/\text{H}] = -7$. Основные результаты представлены на рис. 1.1. При $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ обилие кислорода и железа определяется в основном

взрывами сверхновых второго типа, обеспечивая двух-четырёхкратное перепроизводство кислорода. При возрасте $\sim 5 \times 10^8$ лет (в закрытой модели такой возраст соответствует обилию $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.5$) начинают взрываться SNIa, производя в основном железо [43]. При этом отношение $[\text{O}/\text{Fe}]$ начинает уменьшаться со временем и с ростом $[\text{Fe}/\text{H}]$ до солнечного уже при возрасте в несколько миллиардов лет. Модель приемлемо описывает распределение основной массы звёзд с $[\text{Fe}/\text{H}] > -3$.

В последние годы всё чаще сообщается о наблюдениях звёзд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$. Очень низкое содержание металлов этих звёзд отражает самые ранние стадии эволюции нашей Галактики [52]. Такие звёзды могут быть условно разделены на две группы (рис. 1.1). В первую группу можно включить звёзды, показывающие существенный избыток кислорода по сравнению с моделью: G 77-61 [51], CS 29498-043 [50], CS 22949-037 [49], CS 22957-027 [53] ($[\text{O}/\text{Fe}] \approx 2$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.11$) и CS 31062-012 [53] ($[\text{O}/\text{Fe}] \approx 2$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.55$). Ко второй группе относится гигант HE 0107-5240 [48]. Если в звёздах первой группы избыток O может быть объяснён проникновением конвективных оболочек в слой, обогащённый кислородом, или обменом веществом между компонентами, то избыток кислорода в наименее металличных звёздах может быть исходным и означать то, что звезда образовалась в первые $\sim 10^7$ лет с начала формирования Галактики. Как видно из рис. 1.1, отношение $[\text{O}/\text{Fe}]$ на самых ранних стадиях эволюции Галактики очень велико и уменьшается с увеличением возраста. Поскольку SNIa ещё не обогащают межзвёздную среду железом, возникает естественный вопрос — в чём причина этого уменьшения.

Причина повышения отношения $[\text{O}/\text{Fe}]$ заключается в увеличении

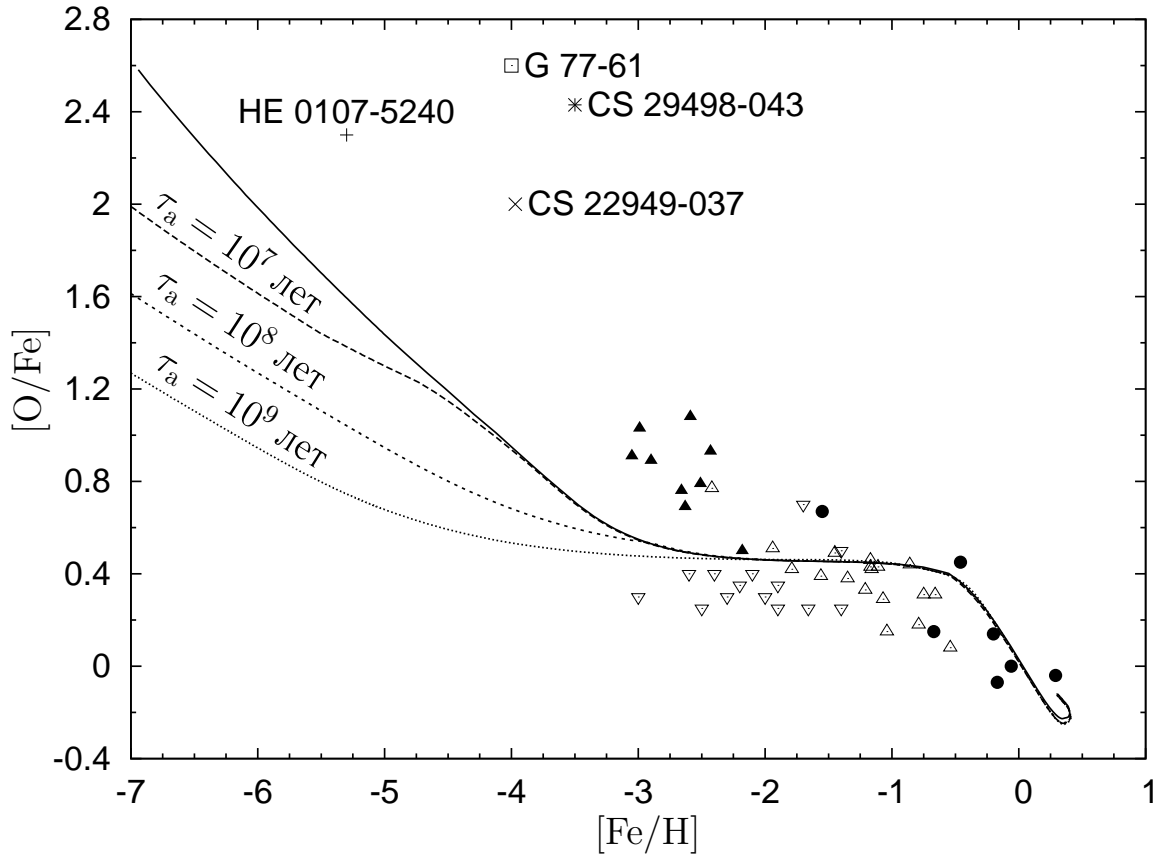


Рис. 1.1. Зависимость $[O/Fe]$ – $[Fe/H]$ для моделей с разными временами начальной аккреции τ_a . Сплошная линия соответствует стандартной модели ($\tau_a = 0$). Кружки — данные по субгигантам [44], пустые треугольники — данные по субгигантам и звёздам главной последовательности [45], треугольники — субкарлики [46], перевёрнутые пустые треугольники — гиганты гало [47]. Остальные звёзды: HE 0107-5240 [48], CS 22949-037 [49], CS 29498-043 [50], G 77-61 [51].

производства кислорода и уменьшении производства железа с ростом начальной массы SNI. Производство кислорода M_{O} для звёзд с массами $15 - 120M_{\odot}$ может быть, согласно численным моделям [40, 54], представлено соотношением

$$\frac{M_{\text{O}}}{M_{\odot}} = 0.01 \left(\frac{M_{\text{ini}}}{M_{\odot}} \right)^{1.7},$$

где M_{ini} — исходная масса звезды. Производство железа для звёзд с массами $13 - 25M_{\odot}$ [54] может быть оценено из

$$\frac{M_{\text{Fe}}}{M_{\odot}} = 21 \left(\frac{M_{\text{ini}}}{M_{\odot}} \right)^{-1.87}.$$

Комбинируя эти отношения и учитывая, что для Солнца $X_{\text{Fe}}/X_{\text{O}} \approx 4$, имеем

$$\frac{M_{\text{O}}}{M_{\text{Fe}}} \approx 5 \times 10^{-4} \left(\frac{M_{\text{ini}}}{M_{\odot}} \right)^{3.57}. \quad (1.11)$$

Это выражение справедливо при $13 < M_{\text{ini}}/M_{\odot} < 120$, поскольку только такие звёзды были изучены в работах [40, 54]. И, конечно, следует иметь в виду при работе с отношением (1.11), что, если производство кислорода массивными звёздами оценено сравнительно надёжно, то выброс железа остаётся довольно неопределённым. Он может зависеть от целого ряда пока недостаточно известных параметров, таких как: исходный химический состав звезды, скорость вращения ядра предсверхновой, интенсивность магнитного поля и т.д. Из наблюдений ясно, что выброс железа может оказаться в действительности даже меньше, чем предсказывается моделями [54]. Например, SN 1997D с общей массой $\sim 25M_{\odot}$ выбросила только около $2 \times 10^{-3}M_{\odot}$ никеля (в результате распада которого образуется железо) [55], что намного меньше ожидаемого по моделям [54] $\sim 0.05M_{\odot}$. С другой стороны, SN 2002ар с начальной массой $\sim 25M_{\odot}$ произвела $0.07M_{\odot}$ никеля [56], что близко к модельной величине его производства.

Согласно (1.11), для получения наблюдаемого соотношения $[O/Fe] \approx 2$ для звезды HE 0107-5240 (рис. 1.1) с предельно малым обилием железа, необходимо обратиться к сверхновым с начальной массой $\sim 50M_{\odot}$ и временем жизни 3×10^6 лет. Таким образом, судя по обилию железа, HE 0107-5240 принадлежит к числу первых звезд, возникших в нашей Галактике в первые миллионы лет. Масса звезд с $[Fe/H] \lesssim -3$ порядка солнечной. Можно заключить, что исходное обогащение Галактики тяжёлыми элементами осуществлялось обычными звёздами с массами от $\sim 1M_{\odot}$ до $\sim 100M_{\odot}$.

Металличность первых звезд Галактики могла расти вследствие аккреции межзвёздного газа. Если принять радиус захвата межзвёздного газа звездой равным $r = 2GMv^{-2}$, где G — постоянная гравитации, M — масса звезды, а v — скорость относительного движения, то за время жизни Галактики звезда сможет аккрецировать

$$\frac{\Delta M}{M_{\odot}} \approx 10^{-5} \frac{n_H}{v_{30}^3}, \quad (1.12)$$

где n_H — концентрация водорода в газовой фазе в настоящее время и v_{30} — скорость относительного движения в единицах 30 км/с. Согласно (1.12), относительное обилие железа даже в звёздах, полностью лишённых тяжёлых элементов, в результате аккреции при ряде предположений (о незначительной роли звёздного ветра, относительной малой эффективности перемешивания верхних слоёв звезды с внутренними областями и т.д.) может достигать величин, наблюдаемых для HE 0107-5240 (рис. 1.1). Отметим, что звёзды с низкой металличностью могут быть членами бывшего маломассивного спутника нашей Галактики, поглощённого ею в прошлом. Эволюция химического состава сфероидальных галактик малой массы может закан-

чиваться на ранней фазе после потери газовой компоненты. Естественно, что при этом $[O/Fe]$ для звёзд такой галактики может оставаться высоким.

Для полноты анализа отметим ещё одну возможность обогащения металлами звёзд малых масс населения III (т.е. изначально лишённых тяжёлых элементов). Большинство звёзд образуется в звёздных скоплениях, как правило, разрушающихся в момент образования из-за потери газовой компоненты в результате образования зон III и взрывов сверхновых [57]. Образование первых звёзд также могло происходить в скоплениях. При этом часть потерянного газа вместе с продуктами первых, наиболее массивных сверхновых будет захватываться маломассивными звёздами исходного состава. Радиус захвата для звезды с массой порядка M_{\odot} при скорости расширяющейся газовой оболочки скопления v_{ex} равен $r \approx 2GM_*v_{\text{ex}}^{-2}$. Доля захваченного вещества будет равна

$$\frac{G^2 M_*^2}{v_{\text{ex}}^4 R^2} = \left(\frac{v_{\text{ff}}}{v_{\text{ex}}} \right)^4 N^{-2}, \quad (1.13)$$

где R — радиус скопления, v_{ff} — скорость свободного падения на краю скопления и N — число звёзд в скоплении, если предположить их массы равными солнечной. Если принять $v_{\text{ff}} = v_{\text{ex}}$, $N = 10^3$ и $M_{\text{Fe}} \approx 0.01M_{\odot}$ ($M_{\odot} \approx 50M_{\odot}$ [54]), то звезда солнечной массы может получить $\sim 10^{-8}M_{\odot}$ железа. Обилие железа в Солнце $\sim 10^{-3}M_{\odot}$. В итоге мы получим звезду с $[Fe/H] \approx -5$, то есть таким, как наблюдается у HE 0107-5240 (рис. 1.1). Естественно, обилие кислорода будет наблюдаемым, высоким, поскольку звёзды с массами $\sim 50M_{\odot}$, как было показано выше, дают $[O/Fe] \approx 2$. Необходимо заметить, что все параметры соотношения (1.13) остаются пока слишком слабо определёнными для уверенных выводов о роли этого ме-

ханизма обогащения тяжёлыми элементами звёзд населения III. Аккреция межзвёздного газа, обогащённого тяжёлыми элементами от первых звёзд, может существенно осложнить или даже сделать невозможной идентификацию маломассивных звёзд населения III.

Следует отметить, что эволюционная кривая $[O/Fe] - [Fe/H]$, полученная для закрытой модели, на рис. 1.1 является верхней огибающей обилия кислорода. В маломассивных дисковых галактиках продукты взрывов сверхновых второго типа могут эффективно покидать родительские галактики за счёт создания сверхоболочек [58], замедляя тем самым увеличение обилия кислорода в этих галактиках. Пример галактики IZw 18 [59] с активным звездообразованием при $[Fe/H] = -1.76 \pm 0.12$ и $[O/Fe] = -0.3 \pm 0.3$ показывает, что потеря продуктов сверхновых второго типа может быть действительно очень существенной для карликовых галактик. Для массивных галактик, как показали расчёты, учёт потери продуктов взрывов SNI не даёт существенного отличия в распределении $[O/Fe] - [Fe/H]$. Кроме того, моделирование, учитывающее конечное время аккумуляции вещества Галактики, показало, что увеличение времени формирования Галактики ведёт к значительному уменьшению $[O/Fe]$ при малых $[Fe/H]$ (рис. 1.1). Возможно, что пополнение информации о звёздах с низким обилием металлов позволит в будущем оценить время аккумуляции галактической массы.

1.4. Распределение тяжёлых элементов над галактическим диском

Рассмотрим распределение тяжёлых элементов по высоте z над диском Галактики. По результатам наблюдений, приводимым различными ав-

торами, градиент металличности вдоль z , измеренный по звёздам поля, может достигать значения -0.65 кпк^{-1} (данные для тонкого диска [60]), а наименьшая величина градиента, полученная из наблюдений рассеянных звёздных скоплений, равна -0.34 кпк^{-1} [61]. В то же время, некоторые наблюдения звёзд поля и открытых скоплений показывают отсутствие градиента металличности [62, 63]. В целом можно обнаружить, что в области $z < 4 \text{ кпк}$ значение градиента лежит в пределах $-0.55 - -0.33 \text{ кпк}^{-1}$ и для больших высот он составляет $-0.18 - 0.0 \text{ кпк}^{-1}$ [64].

В стандартной модели в качестве зависимости обилия железа от расстояния до галактической плоскости принималось распределение величины $[\text{Fe}/\text{H}]$ от полутолщины диска. Эта зависимость представлена на рис. 1.2 вместе с данными из [64]. Можно выделить три области с различными значениями градиента металличности: $d[\text{Fe}/\text{H}]/dz = -3 \text{ кпк}^{-1}$ для $z < 0.7 \text{ кпк}$, $d[\text{Fe}/\text{H}]/dz = -0.2 \text{ кпк}^{-1}$ для $0.7 < z < 5 \text{ кпк}$ и $d[\text{Fe}/\text{H}]/dz = -0.1 \text{ кпк}^{-1}$ для $5 < z < 16 \text{ кпк}$. Это распределение соответствует различному содержанию железа в звёздах тонкого, толстого диска и гало и разными пространственными масштабами этих компонент.

Расчёты эволюции галактик с учётом потери тяжёлых элементов (рис. 1.2) и аккрецией показали, что «открытость» галактик мало влияет на вид модельной зависимости $[\text{Fe}/\text{H}]$ от z . Таким образом, однозонная модель хорошо объясняет распределение тяжёлых элементов по z в ходе эволюционного сжатия Галактики.

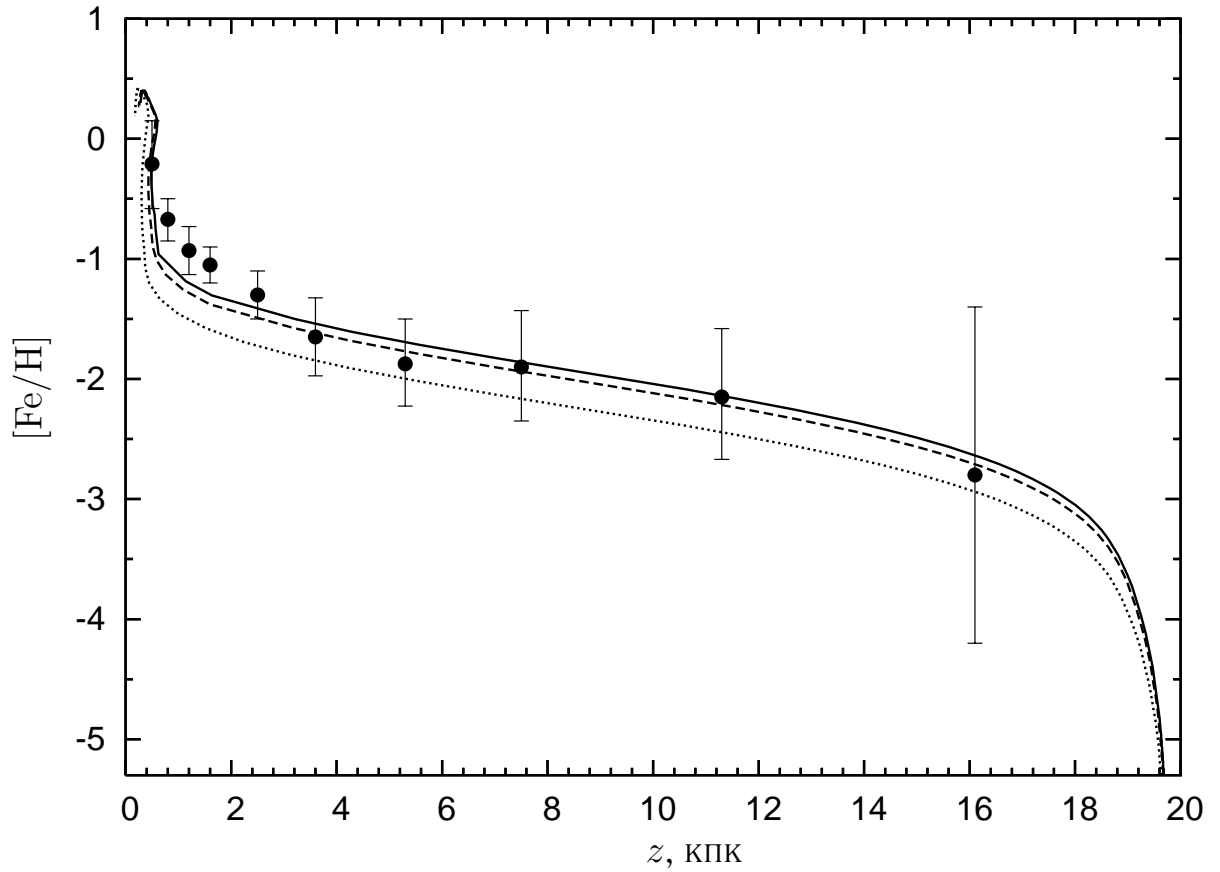


Рис. 1.2. Распределение обилия железа по высоте над плоскостью Галактики в стандартной модели (сплошная линия) и с учётом потери тяжёлых элементов за счёт взрывов сверхновых второго типа: штриховая линия — доля выбрасываемых тяжёлых элементов составляет 0.16, пунктирная линия — 0.5. Кружками показаны данные из [64].

1.5. Заключение по первой главе

Предпринятое исследование эволюции дисковой галактики со звездообразованием, определяемым балансом ионизации и рекомбинации, позволило расширить приложение этой модели на ряд новых областей. В частности было продемонстрировано, что для самых первых звёзд галактики характерно большое отношение обилий кислорода и железа: $[O/Fe] \approx 2$ при $[Fe/H] \lesssim -5$. Это вызвано уменьшением производства железа и увеличением производства кислорода с ростом начальной массы сверхновой второго типа. В результате, ряд звёзд с малым обилием железа и относительно большим обилием кислорода (G 77-61, HE 0107-5240, рис. 1.1) могут быть либо первыми звёздами второго поколения, либо звёздами первого поколения, обогащённые продуктами первых сверхновых.

Изучение распределения металлов по высоте над плоскостью Галактики позволило установить совпадение модельного теоретического распределения с наблюдаемым до высоты около 16 кпк. Совпадение говорит в пользу того, что звёзды с низкой металличностью образовались до или в начале формирования галактического диска.

2. О скорости звездообразования и турбулентной диссипации в моделях галактик

2.1. Введение

Наблюдения галактик обнаруживают большое многообразие протекающих в них физических процессов. Однако, возможно построение моделей эволюции галактик с достаточно небольшим числом параметров. Например, в модели [29] эволюция межзвёздной среды определяется частотой вспышек сверхновых, которая зависит от истории звездообразования, а также диссипацией турбулентной энергии.

В моделях галактик, в которых используется прямое моделирование межзвёздной среды методами газовой динамики, удаётся разрешать области размером не менее 10 пк, в то время, как звездообразование происходит на существенно меньших масштабах. Сложная структура межзвёздной среды и широкий диапазон значений температуры и плотности в ней делает возможным лишь феноменологический подход к описанию звездообразования в численных моделях, использующих методы прямого моделирования. В разное время были предложены несколько функций, определяющих скорость звездообразования (СЗО) (см. обзор [24]). В качестве примера можно привести несколько законов типа полученного из наблюдений закона Шмидта [25]

$$\text{СЗО} \propto \rho^n . \tag{2.1}$$

Это, во-первых, закон Кенниката [65], который часто применяется в численных моделях эволюции галактик [17, 66]

$$\text{СЗО} \propto \frac{\rho}{\tau_{\text{ff}}} \propto \rho^{3/2}. \quad (2.2)$$

Во-вторых — зависимость, используемая в моделях эволюционного синтеза [24]:

$$\text{СЗО} \propto e^{-t/\tau_{\text{sf}}}. \quad (2.3)$$

В-третьих, отметим также модель звездообразования, регулируемого ионизационным балансом [35]:

$$\text{СЗО} \propto \rho^2. \quad (2.4)$$

В качестве недостатка законов шмидтовского типа можно выдвинуть то, что в этих моделях темп перехода массы газа в звёзды зависит только от локальной плотности газа, при этом теряется эффект вспышек сверхновых, когда энергия вспышки приводит к увеличению турбулентной энергии межзвёздной среды и, как следствие, к падению скорости звездообразования.

Диссипативные процессы в межзвёздной среде учитываются путём расчёта ударных волн [67], включения искусственной вязкости [21, 22] и радиационного охлаждения [20]. Однако, эти эффекты моделируются без учёта структуры межзвёздной среды.

В данной работе представлена модель звездообразования, в которой произведён учёт влияния температуры газа на локальную скорость звездообразования, а также предложена модель диссипации турбулентной энергии. В рамках однозонной модели эволюции галактик показано, что предлагаемые зависимости позволяют смоделировать особенности распределения

звёзд Галактики по содержанию кислорода и железа, в частности, наблюдаемую задержку в звездообразовании.

В разделе 2.2 выполнен анализ условий, в которых проходит звездообразование в галактиках и построена модель звездообразования. Модель диссипации турбулентной энергии газа построена в разделе 2.3. Однозонная модель эволюции галактик и её обобщённый вариант описаны в разделе 2.4. Раздел 2.5 содержит результаты применения предлагаемой функции звездообразования для однозонной модели Галактики.

2.2. Скорость звездообразования

Целью работы является разработка модели звездообразования для применения в численных схемах, поэтому стоит ограничиться рассмотрением межзвёздной среды (МЗС) на масштабе порядка минимального масштаба, разрешаемого в численных моделях галактик — 10 — 100 пк и на интервале времени достаточно большом, чтобы считать состояние МЗС установившимся.

Представим СЗО в виде закона шмидтовского типа [25, 65]

$$\psi = c_* \frac{\rho}{\tau_{\text{ff}}}, \quad (2.5)$$

где ρ — плотность газа, τ_{ff} — время свободного падения, c_* — т.н. безразмерная эффективность звездообразования [66]. Значения этой величины, встречающиеся в моделях галактик, могут варьироваться от $c_* = 0.1$ [68] до $c_* = 1$ [66]. Считается, что темп звездообразования пропорционален количеству плотного холодного молекулярного газа [69], поэтому имеет смысл задать безразмерную эффективность звездообразования как долю

массы газа, являющегося холодным и плотным.

Допустим, что спектр масс возмущений плотности в газе распределён в интервале масс (m_{\min}, m_{\max}) и имеет степенной характер, т.е. $\mathbf{P}\{dm\} \propto d(m^{1-\beta})$, тогда доля массы всех возмущений, которые имеют массу Джинса m_J и выше, получится интегрированием спектра масс на интервале (m_J, m_{\max}) :

$$c_* = \frac{1 - (m_J/m_{\max})^{\beta-1}}{1 - (m_{\min}/m_{\max})^{\beta-1}} \left(\frac{m_{\min}}{m_J} \right)^{\beta-1}. \quad (2.6)$$

Если m_{\min} и m_{\max} представляют собой величины порядка минимальной и максимальной массы звёзд соответственно, т.е. $0.1M_{\odot} - 100M_{\odot}$, то можно положить $m_{\min}/m_{\max} \rightarrow 0$, тогда

$$c_* \propto m_J^{1-\beta}. \quad (2.7)$$

С учётом определений массы Джинса $m_J \propto \rho^{-1/2} T^{3/2}$ [70] и времени свободного падения $\tau_{\text{ff}} \propto \rho^{-1/2}$ [66] для (2.5) имеем

$$\psi = g \rho^{\frac{1}{2}\beta+1} T^{\frac{3}{2}(1-\beta)}, \quad (2.8)$$

где g — нормировочная константа, она будет определена ниже; T — температура. Необходимо пояснить, что имеется в виду в качестве температуры. Вириальное значение внутренней энергии межзвёздного газа в расчёте на одну частицу, если усреднить её по всем компонентам современной МЗС, составляет примерно $4 \times 10^4 k_B$ (k_B — постоянная Больцмана) и включает в себя как величину тепловой, так и турбулентной энергии. Температура газа непосредственно в области звездообразования — порядка десятков и единиц кельвин [71]. Поскольку зависимость (2.10) предлагается к использованию в численной модели, то нужно исходить из того, что в нашем рас-
поряжении могут быть только величины, усреднённые по объёму расчётной

ячейки размером 10 – 100 пк, хотя звездообразование происходит на существенно меньших масштабах. Однако, предполагая степенной спектр масс компонент МЗС, как было сделано выше, а также степенную зависимость дисперсии турбулентной скорости от масштаба [72], можно утверждать, что среднее значение турбулентной энергии МЗС пропорционально величине турбулентной энергии и температуры на малых масштабах, то есть в областях звездообразования. В дальнейшем под температурой T будет подразумеваться величина, связанная с максимальным значением дисперсии турбулентной скорости σ_0^2 соотношением

$$\sigma_0^2 = \frac{k_B T}{\mu}, \quad (2.9)$$

где μ — средний молекулярный вес.

Если спектр масс имеет солпитеровский наклон, $\beta = 2.35$, то $\psi = g \rho^{2.175} T^{-2.025}$. В дальнейшем для СЗО мы примем зависимость вида

$$\psi = g \frac{\rho^2}{T^2}. \quad (2.10)$$

Следует отметить, что квадратичная зависимость СЗО от плотности предлагалась ранее в модели звездообразования, регулируемого ионизацией [35] и эта зависимость хорошо себя зарекомендовала в однозонной модели эволюции галактик [30]:

$$\psi = f \rho^2, \quad f = 2 \times 10^7 \text{ см}^3/\text{г}/\text{с}. \quad (2.11)$$

Константу пропорциональности g можно определить из условия равенства СЗО по моделям (2.10) и (2.11) при температуре, равной вириальной:

$$(4 \times 10^4)^{-2} g = f, \quad (2.12)$$

откуда

$$g = 3.2 \times 10^{16} \text{ см}^3\text{K}^2/\text{г/с} . \quad (2.13)$$

Применение критерия Джинса в модели СЗО позволяет обобщить закон звездообразования на тот случай, когда может быть важен учёт химического состава газа (его молекулярного веса), величины магнитного поля или вращения галактики.

2.3. Диссипация турбулентной энергии

Межзвёздная среда представляет собой сложное образование, энергия, степень ионизации и плотность газа в котором изменяются в широких пределах. Можно отметить три подхода для описания процессов формирования и эволюции межзвёздной среды: гравитурбулентный, магнитогидродинамический (МГД) и фрактальный.

Фрактальный подход развивается в работах [73, 74, 75] и др. (см. [76]). В нём полагается, что межзвёздный газ образует фрактальную структуру. Возникновение молекулярных облаков в рамках этого подхода может быть смоделировано путём агрегации мини-сгустков газа, истекающего из красных гигантов [76].

Структура межзвёздной среды в МГД подходе контролируется магнитным полем. Ключевую роль в формировании и эволюции гигантских молекулярных облаков играют неустойчивости (тепловая, паркеровская), а образование ядер молекулярных облаков управляется амбиполярной диффузией [77, 78, 79].

В гравитурбулентной модели МЗС представляет собой совокупность

случайных течений газа на масштабах порядка толщины диска Галактики. Энергия передаётся от больших масштабов к малым, причём динамика газа на больших масштабах определяется сверхзвуковой турбулентностью, а на малых — гравитацией [79, 80].

Наиболее развитыми являются МГД и гравитурбулентная модели. Хотя все три подхода имеют свои достоинства и недостатки, и ни один из них не соответствует наблюдениям в полной мере, за основу мы примем турбулентное описание межзвёздной среды.

Основой для вывода скорости диссипации турбулентной энергии в галактическом газе будет положение о том, что турбулентность задана в некотором интервале масштабов (l_{\min}, l_{\max}) и турбулентная среда может быть представлена совокупностью облаков с распределением масс [79]

$$\mathbf{P}\{dM\} = \frac{dM^{1-\alpha}}{M_{\max}^{1-\alpha} - M_{\min}^{1-\alpha}}, \quad \alpha \approx 1.5 \quad (2.14)$$

и степенной зависимостью средней плотности облака от его размера [79]

$$\rho_l = \rho_0 \left(\frac{l}{l_{\max}} \right)^{-r}, \quad r \approx 1.1. \quad (2.15)$$

Примем также то, что зависимость дисперсии турбулентной скорости, рассчитанной по объёму с масштабом l , является степенной функцией масштаба, как это подтверждается численными моделями [72, 81] и наблюдениями [71]:

$$\sigma_l^2 = \sigma_0^2 \left(\frac{l}{l_{\max}} \right)^p, \quad p \approx 1. \quad (2.16)$$

В этих формулах величины ρ_0 и σ_0 можно считать средними по объёму с масштабом l_{\max} .

Представим, что диссипация турбулентной энергии происходит посредством столкновений облаков, последующего их сжатия проходящими

ударными волнами и высвечивания тепловой энергии. Очевидно, что эффективность высвечивания, а следовательно, эффективность диссипации будет определяться отношением времени столкновения ко времени высвечивания [82]. Можно предположить, что скорость облаков размера l связана с дисперсией скоростей как $v_l^2 = \sigma_0^2 - \sigma_l^2$, тогда объёмная плотность турбулентной энергии, приходящейся на облака, размеры которых лежат в интервале $(l, l + dl)$, равна

$$\rho_0 \frac{v_l^2 + \sigma_l^2}{2} \mathbf{P}\{dl\} = \rho_0 \frac{\sigma_0^2}{2} \mathbf{P}\{dl\}, \quad (2.17)$$

где $\mathbf{P}\{dl\}$ — распределение облаков по размерам. Доля энергии, которая высвечивается за время столкновения $\tau_{\text{coll},l}$, если это время мало, равна отношению времени столкновения ко времени высвечивания

$$q_l = \tau_{\text{coll},l} \frac{\rho_{\text{sh},l}^2 \Lambda^* / \mu^2}{\rho_l \sigma_0^2 / 2}, \quad (2.18)$$

где Λ^* — функция охлаждения в расчёте на одно парное столкновение, μ — молекулярный вес газа, $\rho_{\text{sh},l} = \xi_l \rho_l$ — плотность облака после столкновения (после прохождения ударной волны), а коэффициент ξ_l определяет скачок плотности на ударной волне. Время столкновения $\tau_{\text{coll},l} = l/D_l$ зависит от скорости ударной волны D_l , которую выразим через скорость облака как $D_l = \eta_l v_l$. В общем случае темп высвечивания турбулентной энергии на всех масштабах равен

$$Q = \frac{\rho_0 \sigma_0^2}{2\tau_d} \int_{l_{\text{min}}}^{l_{\text{max}}} (1 - e^{-q_l}) \mathbf{P}\{dl\}, \quad (2.19)$$

где $\tau_d = \sqrt{3/(2\pi G \rho_0)}$ — характерное время между столкновениями облаков [29, 37].

Спектр размеров облаков $\mathbf{P}\{dl\}$ можно найти из следующих соображений. Представим распределение облаков по массам (2.14) в виде комби-

нации условной вероятности $\mathbf{P}\{dM|l\}$ и распределения облаков по размерам:

$$\mathbf{P}\{dM\} = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \mathbf{P}\{dM|l\} \mathbf{P}\{dl\}, \quad (2.20)$$

а распределение масс облаков по их размерам запишем в виде

$$\mathbf{P}\{dM|l\} = \delta(M - \rho l^3) dM, \quad (2.21)$$

тогда с помощью (2.14) и (2.15), получим

$$\mathbf{P}\{dl\} = \frac{dl^{1-\lambda}}{l_{\max}^{1-\lambda} - l_{\min}^{1-\lambda}}, \quad (2.22)$$

где $\lambda = (\alpha - 1)(3 - r) + 1 \approx 1.95$, $M_{\max} = \rho_0 l_{\max}^3$, $M_{\min} = M_{\max}(l_{\min}/l_{\max})^{3-r}$.

Т.о. выражение для эффективности диссипации ϵ_d , входящей в (2.19)

как $Q = \epsilon_d \frac{\rho_0 \sigma_0^2}{2\tau_d}$, будет таким:

$$\epsilon_d = \frac{1 - \lambda}{l_{\max}^{1-\lambda} - l_{\min}^{1-\lambda}} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} dl l^{-\lambda} \left(1 - \exp \left[-\frac{2\Lambda^* l_{\max}}{\mu^2} \frac{\rho_0}{\sigma_0^3} \frac{\xi_l^2}{\eta_l} \frac{(l/l_{\max})^{1-r}}{\sqrt{1 - (l/l_{\max})^p}} \right] \right). \quad (2.23)$$

Для одноатомного газа значение коэффициента ξ_l не превышает четырёх, для двухатомного — шести [83]. Эти предельные значения достигаются лишь в сильных ударных волнах. Скорость ударной волны D_l может на один-полтора порядка превышать начальную скорость сталкивающихся облаков, поэтому приближённо можно взять $2\xi_l^2/\eta_l \approx 1$. Как оказалось, спектр размеров облаков $\mathbf{P}\{dl\}$ имеет сильный максимум при $l = l_{\min}$, кроме того, $l_{\min}/l_{\max} \ll 1$ и мы с достаточной точностью можем использовать приближение $\mathbf{P}\{dl\} = \delta(l - l_{\min}) dl$. В итоге получаем

$$\epsilon_d = 1 - \exp \left[-\frac{\Lambda^* l_{\max}}{\mu^2} \frac{\rho_0}{\sigma_0^3} \right]. \quad (2.24)$$

Эта функция получена в предположении, что сталкиваются облака только одного сорта, т.е. одинакового размера. При учёте столкновений облаков разных размеров сильная, экспоненциальная зависимость от аргументов должна смягчиться. В выражении (2.24) есть два важных параметра: значение функции охлаждения Λ^* и максимальный масштаб турбулентности l_{\max} . Функция охлаждения в газе с температурой $> 10^4$ К слабо зависит от температуры и можно взять её равной 10^{-22} эрг см³/с [84]. Масштаб турбулентности был определён путём подбора и составил 5 пк. Обосновать порядок величины масштаба турбулентности можно тем, что эта величина должна быть ограничена размером звёздных структур, образующихся в МЗС, например рассеянных скоплений, характерный масштаб которых составляет несколько парсек [85]. Конкретное значение максимального масштаба турбулентности определялось из условия совпадения длительности паузы в звездообразовании — наблюдаемой и модельной (см. раздел 2.5).

2.4. Однозонная модель эволюции галактик

В работе использована однозонная модель эволюции галактик Тутукова-Фирмани, описание которой приведено в разделе 1.2, а также в работах [29, 30]. Модель обладает минимальным набором свободных параметров и позволяет проследить все важнейшие интегральные характеристики галактик, такие как СЗО, светимость, металличность. Согласно расчётам, приведённым в [27, 30, 32, 42] и др., в рамках модели правильно воспроизводятся история звездообразования и химического обогащения галактик и межгалактической среды. Особенностью этой модели является то, что

плотность и кинетическая энергия газа в ней не являются независимыми параметрами всилу того, что между кинетической и потенциальной энергией принудительно устанавливается вириальное соотношение (1.8) [86]. Легко провести модификацию модели, в которой эта особенность устранена. Для этого можно ввести дополнительную переменную — турбулентную энергию газа U , а для описания движения границы диска применить уравнения Ньютона [87]. Помимо гравитационной силы и давления, вызванного внутренней энергией газа, в уравнении Ньютона необходимо учесть вязкость газа:

$$\frac{dH}{dt} = V, \quad (2.25)$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{M} \left(\frac{U}{H} - \frac{\partial W}{\partial H} \right) - \nu \frac{V}{H^2}, \quad (2.26)$$

где в первом слагаемом записана сила, эквивалентная силе давления, и гравитационная сила, ν — коэффициент вязкости, последнее слагаемое соответствует расширению Вселенной в стандартной космологической модели [88]. Для турбулентной энергии закон сохранения возникает в виде

$$\frac{dU}{dt} = -U \frac{V}{H} - \epsilon_d \frac{U}{\tau_d} + \nu \frac{MV^2}{2H^2} + \epsilon_{\text{SN}} E_{\text{SN}} R_{\text{SN}}. \quad (2.27)$$

В этом уравнении диссипативный член (второе слагаемое) записан с учётом эффективности диссипации ϵ_d , выражение для которой было получено в предыдущем параграфе. Следует отметить, что модель эволюции галактики с динамическими членами, подобным (2.26) и (2.27), но в отсутствие вязкости, уже была приведена в работе [89].

Возможно также несколько уточнить вид гравитационной силы, действующей на газовый диск со стороны дискового распределения массы в

галактике:

$$\frac{\partial W}{\partial H} = \frac{2GM}{R^2} \left(M + M_s \frac{H}{H_s} + M_{\text{dm}} \frac{H}{H_{\text{dm}}} \right) \left(1 - \frac{H}{\sqrt{R^2 + H^2}} \right), \quad (2.28)$$

где M_s , H_s — соответственно масса и полутолщина звёздного диска, M_{dm} , H_{dm} — масса и масштаб распределения тёмного гало.

Коэффициент вязкости ν можно определить как квадрат характерной скорости газа в Галактике, умноженной на время свободного падения:

$$\nu \sim (100 \text{ км/с})^2 \tau_{\text{ff}} \sim 10^{29} \div 10^{30} \text{ см}^2/\text{с}. \quad (2.29)$$

В расчётах было принято значение $\nu = 10^{30} \text{ см}^2/\text{с}$.

Для закона звездообразования (2.10) необходимо знать температуру газа. Связь между турбулентной энергией и средней температурой в газе положим в виде (см. (2.9))

$$U = \frac{3}{2} \frac{M}{\mu} k_B T. \quad (2.30)$$

2.5. Формирование звёздного населения Галактики

Наблюдения нашей и других галактик обнаруживают различные популяции звёзд: звёзды гало, толстого и тонкого диска и балджа. Модель эволюции галактик должна описывать происхождение и свойства популяций однородным образом. Современные модели формирования галактик делятся на два класса [90]: к первому классу относятся модели монолитного коллапса, где имеется плавный эволюционный переход между звёздными популяциями, ко второму классу принадлежат модели, в которых галактика образуется в результате аккреции отдельных фрагментов, испытавших период независимой эволюции, и формирование диска является побочным

следствием аккреции. К последнему классу относится иерархическая модель формирования галактик.

История звездообразования в галактиках может иметь сильно немотонный характер и обнаруживать несколько вспышек за время жизни галактики. Вспышки звездообразования могут быть вызваны, например, аккрецией газа из межгалактической среды, слиянием или близкими прохождением галактик. Причинами задержки звездообразования могут быть выбросы энергии сверхновыми [91]. В работах Граттона и др. [90], Фурмана [92], а также Машонкиной и Гехрена [93] было показано, что в истории звездообразования нашей галактики можно обнаружить паузу, которая видна по распределению $[Fe/O]$ [90] и по зависимостям $[Mg/Fe] - [Fe/H]$ [92] и $[Eu/Ba] - [Fe/H]$ [93]. Эта пауза соответствует интервалу возрастов звёзд от 8 – 9 до 10 – 12 млрд. лет и может быть интерпретирована как перерыв в процессе звездообразования между окончанием формирования толстого диска и началом формирования тонкого диска [92, 93].

Механизм остановки звездообразования можно продемонстрировать на примере замкнутой (без обмена веществом с межгалактической средой) однозонной модели, дополненной уравнениями (2.25) и (2.26) — модель А. На рис. 2.1 приведены результаты расчёта в сценарии монолитного коллапса со следующими начальными параметрами: радиус галактики — 20 кпк, полутолщина протогалактического облака — 20 кпк, масса — $2 \times 10^{11} M_{\odot}$, масса тёмной материи на масштабе галактического диска равна нулю, температура газа — 4×10^4 К, возраст Вселенной, соответствующий началу расчёта, равен 3 млрд. лет ($z = 1.8$ в стандартной космологии [88]), значения остальных параметров соответствуют стандартной модели Тутуко-

ва и др. [30]. Фаза коллапса протогалактического облака сопровождается слабым звездообразованием и заканчивается повышением температуры газа на полтора порядка. В силу принятой модели СЗО и диссипации, это приводит к остановке звездообразования на время примерно 1 млрд. лет, после чего происходит главная вспышка звездообразования. Дальнейшая эволюция галактики соответствует стандартной модели. Эволюция химического состава газа также отражает наличие остановки звездообразования, как это видно на графиках $[O/H] - t$, $[Fe/H] - t$ и $[O/Fe] - [Fe/H]$. Однако, наблюдения говорят о том, что задержке соответствует содержание железа $[Fe/H] \gtrsim -0.5$ [92], в то время как в настоящей модели остановка звездообразования происходит при $[Fe/H] \lesssim -2.5$. Причиной этого в сценарии моноклитного коллапса является недостаточная скорость накопления тяжёлых элементов в газе в период начального сжатия.

В расчёте формирования Галактики по моноклитному сценарию, т.е. в модели А (рис. 2.1), причиной остановки звездообразования стал рост температуры — как за счёт сжатия газа при коллапсе, так и за счёт вязкой диссипации. Физической причиной возрастания вязкой диссипации может быть образование ударной волны в результате коллапса или слияния галактик. Ларсоном [94] показано, что слияние галактик ведёт к подавлению охлаждения в газе, и это может вызвать остановку звездообразования. В иерархическом сценарии образование галактики может происходить в результате слияния галактик меньшей массы. Так эллиптическая галактика с массой $\gtrsim 10^{11} M_{\odot}$ может иметь двух-трёх значимых (т.е. сравнимой массы) предшественников и момент её «сборки» соответствует красному смещению $z \sim 1$ [5], т.е. возрасту звёзд ~ 9 млрд. лет. Большинство из предше-

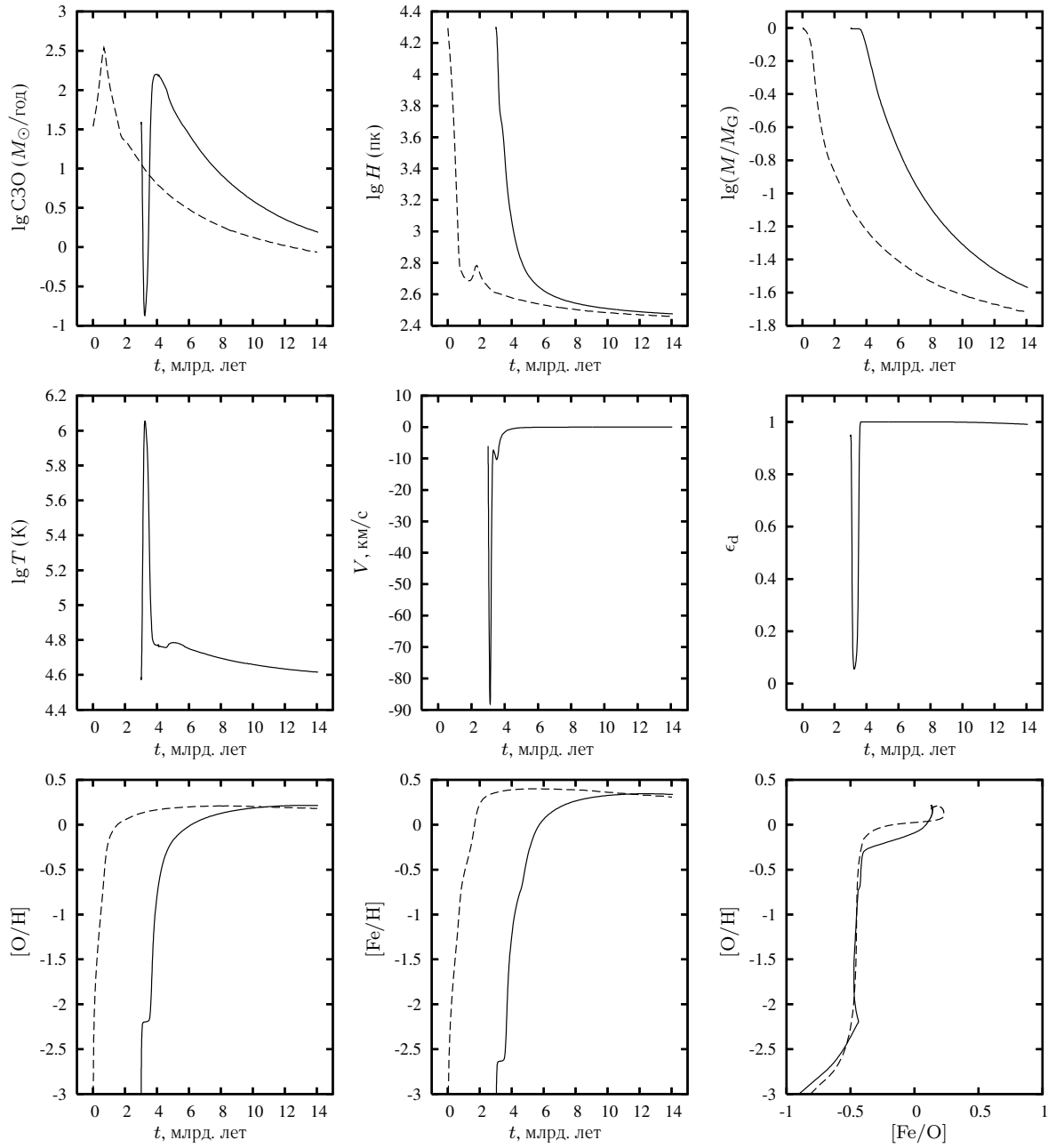


Рис. 2.1. Эволюция Галактики в сценарии моноконтного коллапса (модель А): t — возраст Вселенной, СЗО — скорость звездообразования, H — полутолщина диска, M/M_G — отношение массы газа к полной массе галактики, T — температура газа, определяемая по выражению (2.30), V — скорость границы диска, ϵ_d — эффективность диссипации. Штриховой линией показан результат расчёта стандартной модели [30].

ственников формируется на $z \sim 2 \div 3$ [5], переживая в это время вспышку звездообразования, во время которой увеличивается содержание альфа- и тяжёлых элементов. Слияния могут быть важны также и для эволюции дисковых галактик, но в этом случае масса поглощаемой галактики должна быть существенно меньше, иначе результатом слияния может стать эллиптическая галактика. В пользу иерархического сценария с независимой эволюцией галактик-предшественников говорит также то, что у некоторых звёзд толстого диска обнаружены значения металличности, близкие к солнечным [95]. Кроме того можно показать, что звёзды гало и толстого диска образовались одновременно [93], причём формирование звёзд гало продолжалось $\sim 1.5 \times 10^9$ лет [96], это также не противоречит иерархическому сценарию.

Историю звездообразования в Галактике, согласующуюся с наблюдениями, можно получить в иерархическом подходе как результат поглощения нашей галактикой спутника с массой $\sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. На рис. 2.2 представлен результат расчёта эволюции галактики-спутника с массой $2 \times 10^{10} M_{\odot}$, радиусом 6.32 кпк и начальной полутолщиной 6.32 кпк начиная с возраста Вселенной 2 млрд. лет ($z = 2.66$) — модель Б. Начальные параметры галактики следуют соотношению Талли—Фишера $M/R^2 \equiv \text{const}$, где M и R взяты из модели А. Как видно, после фазы начального коллапса наступает вспышка звездообразования, в результате которой к возрасту галактики 1.5 млрд. лет содержание кислорода и железа возрастает до $[O/H] \approx -0.25$ и $[Fe/H] \approx -0.5$ соответственно. Можно представить, что поглощение спутника произошло на $z = 1.5$ (возраст Вселенной 3.5 млрд. лет). Поглощение было смоделировано в сценарии моноклиного коллапса путём задания сле-

дующих начальных условий (модель В): масса галактики — $2.2 \times 10^{11} M_{\odot}$, радиус — 20 кпк, возраст Вселенной — 3.5 млрд. лет. На момент поглощения содержание кислорода в модели А составляло $[O/H] \approx -2.2$, железа — $[Fe/H] \approx -2.6$ (рис. 2.1), а в модели Б — соответственно $[O/H] \approx -0.25$ и $[Fe/H] \approx -0.5$ (рис. 2.2). Плотность газа на момент поглощения в модели А была равна $0.25 M_{\odot}/\text{пк}^3$, а в модели Б — $0.45 M_{\odot}/\text{пк}^3$. Следовательно, перемешивание газа могло привести к тому, что в области Галактики, где произошло поглощение, установилось бы содержание кислорода и железа, соответствующее содержанию их в галактике-спутнике. По этой причине начальный химический состав газа в модели В был задан таким же, как на момент окончания расчёта модели Б.

На рис. 2.3 можно увидеть, что за динамическое время произошёл коллапс, который в данной модели интерпретируется как поглощение спутника. Последовавшее за коллапсом повышение температуры газа привело к остановке звездообразования на время примерно 1.5 млрд. лет, после чего произошла вспышка звездообразования, которая стала в последствии основной причиной роста содержания железа, выброшенного сверхновыми типа Ia. На диаграмме $[O/H] - [Fe/O]$ короткий горизонтальный участок сплошной кривой соответствует паузе в звездообразовании.

На рис. 2.4 показано соотношение $[O/H] - [Fe/O]$, составленное из графиков эволюции кислорода и железа по моделям Б и В, а также положения на диаграмме звёзд гало, толстого и тонкого дисков, взятые из работы Граттона [90]. Положение паузы в звездообразовании указано стрелкой. Как видно на рис. 2.3, пауза соответствует интервалу возрастов звёзд $9 \div 10.5$ млрд. лет, в согласии с наблюдениями.

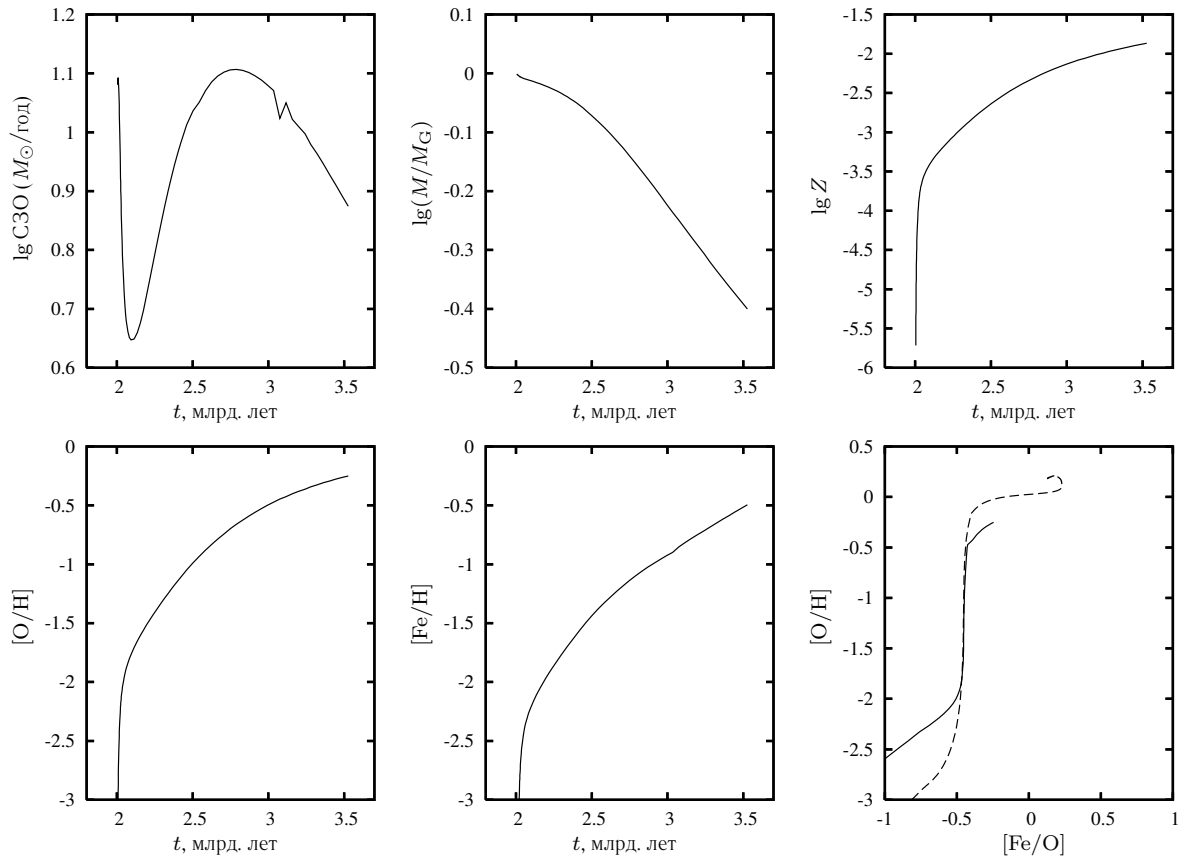


Рис. 2.2. Эволюция галактики-спутника в сценарии моноклинического коллапса (модель Б): Z — металличность, остальные обозначения как на рис. 2.1. Штриховой линией показан результат расчёта стандартной модели [30].

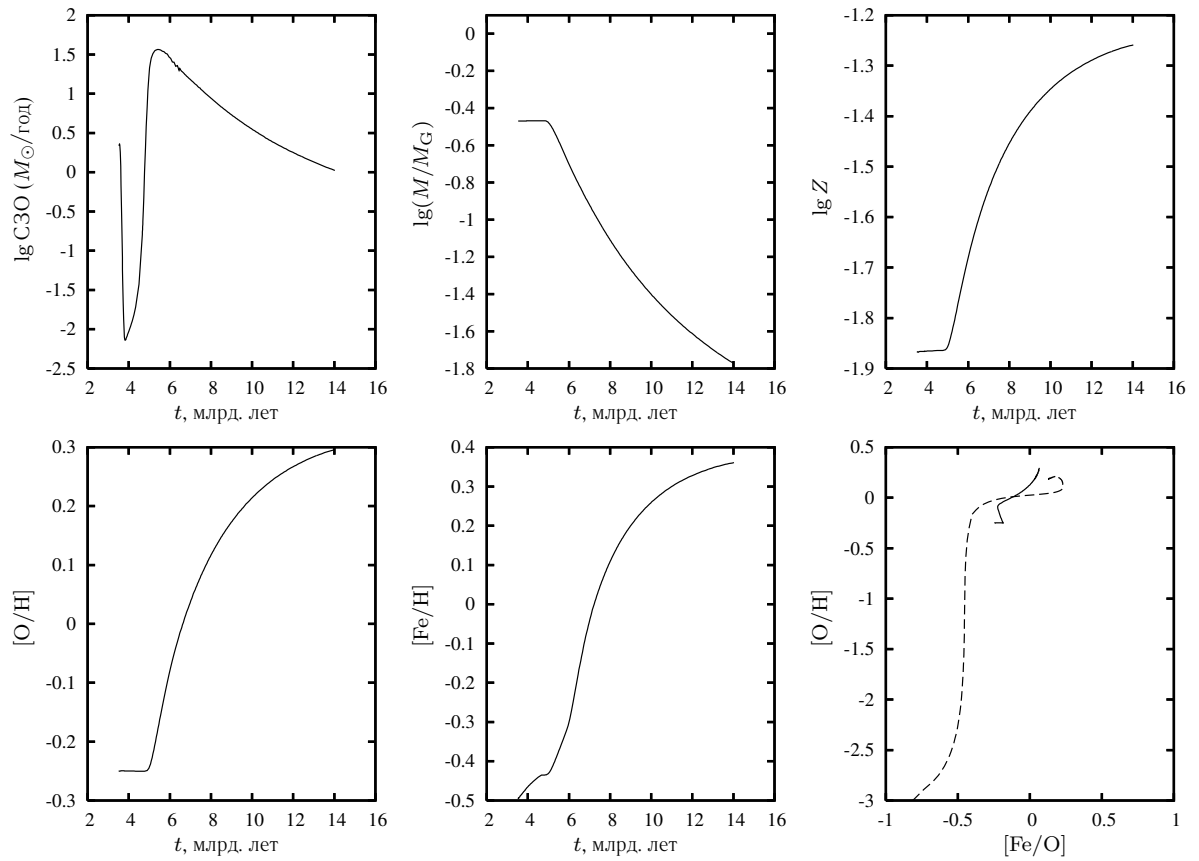


Рис. 2.3. То же, что на рис. 2.2, для эволюции Галактики в иерархическом сценарии (модель В).

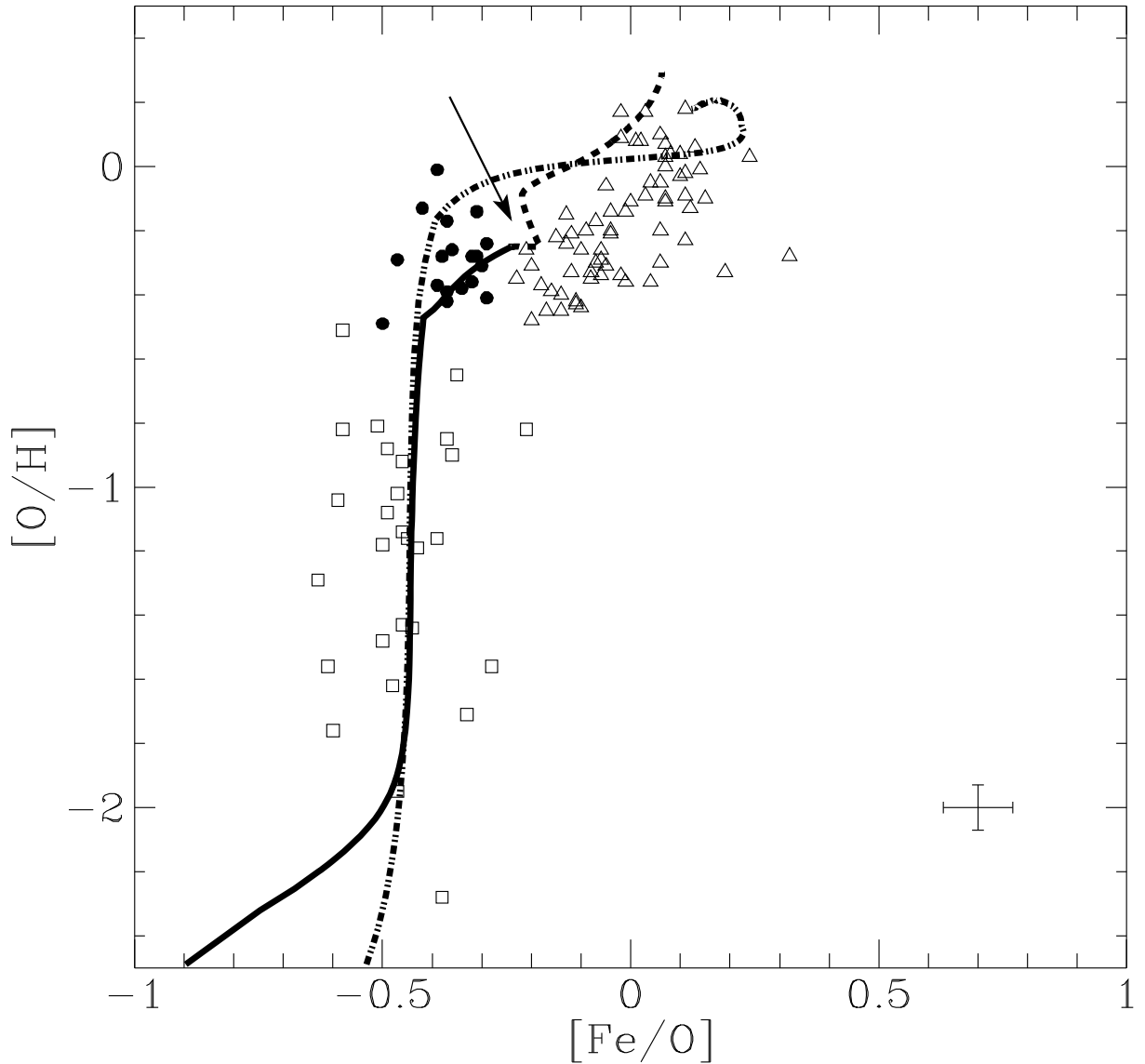


Рис. 2.4. Эволюция химического состава Галактики в иерархическом сценарии. Объединены графики зависимостей $[O/H]$ – $[Fe/O]$ с рис. 2.2 и 2.3. Стрелкой отмечено положение паузы в звездообразовании. Символами обозначены звёзды гало (квадраты), толстого диска (кружки) и тонкого диска (треугольники) [90]. Штриховой линией показан результат расчёта стандартной модели [30].

2.6. Заключение по второй главе

В данной работе предложена функция звездообразования, зависящая от турбулентной энергии межзвёздной среды. Модель основывается на использовании критерия Джинса для степенного спектра масс возмущений плотности в МЗС. Такой подход приводит к зависимости шмидтовского типа СЗО от плотности газа с показателем степени ≈ 2 и к обратной квадратичной зависимости от турбулентной энергии МЗС. Применение критерия Джинса позволяет обобщить эту модель на случай, когда предполагается существенным влияние химического состава МЗС, магнитного поля или вращения галактики. Также построена модель диссипации энергии газа в турбулентном подходе к описанию МЗС на различных масштабах. Предлагаемые законы звездообразования и диссипации предназначены для применения в численных моделях эволюции галактик. В рамках однозонной модели эволюции галактик объяснена наблюдаемая задержка звездообразования в интервале возрастов звёзд от 8 – 9 до 10 – 12 млрд. лет.

3. Влияние распада OB-ассоциаций на эволюцию карликовых галактик

3.1. Введение

Обмен веществом между галактикой и межгалактической средой может оказывать влияние как на химический состав газа, так и на морфологию галактик. Можно выделить несколько возможных механизмов потери газа галактикой (Шустов и др. [27]): галактический ветер, вызванный множественными взрывами сверхновых, лобовое давление, испытываемое галактикой со стороны межгалактической среды (МГС), приливное воздействие со стороны других галактик в группе, выпаривание газа из галактик взаимодействием с горячей МГС и выдувание пыли давлением излучения звёзд. Также можно отметить возможные механизмы потери звёздной массы: это приливное воздействие, выброс звёзд вследствие статистического механизма и выброс звёзд за счёт распада звёздных ассоциаций. Рассмотрим некоторые из этих механизмов подробнее.

Эффекты множественных взрывов сверхновых, такие как галактические фонтаны, сверхпузыри и ветер, исследовались многократно ранее для дисковых галактик (см. работы Шустова и др. [27], Купера и др. [97] и ссылки в них). Было показано, что эффективность этих процессов при выбросе газа сильно зависит от распределения газа. Так модели галактики со стратифицированной межзвёздной средой (МЗС) обнаруживали значительно

большую эффективность выброса массы, чем модели с непрерывным распределением газа МЗС (Купер и др. [97]). Расчёты моделей с непрерывным распределением, в свою очередь, давали также различные результаты в зависимости от закона распределения (Мак Лоу и др. [98]). В теоретической работе Де Янга и Галлахера [99] было показано, что в галактике с массой $1.4 \times 10^9 M_{\odot}$ доля выбрасываемого газа составляет величину ~ 0.6 , но, как отмечают авторы, в расчётах не было учтено наличие тёмного вещества. По расчётам Игуменцева и др. [58], галактики с массой, превышающей $10^{12} M_{\odot}$, не имеют ветра и, следовательно, потери газа. Шустов и др. [27], основываясь на этих результатах, использовали в своих расчётах простую аппроксимацию, связывающую массу галактики и долю выбрасываемого вещества

$$f_{\text{esc}} = 2.4 - 0.2 \lg \frac{M_G}{M_{\odot}} . \quad (3.1)$$

В этой аппроксимации эффективность выброса равная единице достигается в галактиках с массой $10^7 M_{\odot}$, вне зависимости от её морфологии. Согласно этой модели, галактики с такой массой не должны содержать газа, в то время как газ отсутствует почти полностью лишь в карликовых галактиках сфероидального и эллиптического типов, а в дисковых и неправильных газ может составлять значительную долю массы (Бегум и Ченгалур [100], Караченцев и др. [101], Бегум и др. [102]). С другой стороны, наблюдения пока не обнаружили истечения газа в МГС из галактик с динамической массой $\sim 10^9 M_{\odot}$ (ван Эймерен и др. [103]). Вопрос об эффективности выброса газа за счёт галактического ветра, таким образом, до сих пор остаётся открытым.

Приливное воздействие может быть ответственно не только за обмен массой между галактиками во время столкновений или близких пролётов,

и между галактикой и МГС, но и за изменение морфологии галактики. По оценкам Тутукова [104], каждая галактика в скоплении по крайней мере один раз в течение своей жизни испытывает столкновение, при этом галактики могут сливаться, терять свои газовые компоненты или полностью распадаться; также из газа, потерянного галактиками при столкновении, может образовываться новая галактика.

Лобовое давление газа МГС, выпаривание газа и выметание пыли менее эффективно в смысле потери массы галактикой, хотя и имеет влияние на химическую эволюцию галактик и обогащение МГС.

Суть статистического механизма потери звёздной массы в том, что при равновесном распределении звёзд в гравитационном потенциале галактики всегда существуют звёзды, скорость которых превышает скорость убегания. По мере того, как эти звёзды покидают гравитационную яму, в процессе релаксации звёздной системы устанавливается новое равновесное распределение. Характерное время такого механизма, однако, очень велико, около ста времён релаксации (Бинни и Тремейн [105]), которое составляет

$$\tau_{\text{relax}} \sim \frac{0.1N}{\ln N} \tau_{\text{dyn}}, \quad (3.2)$$

где N — число звёзд в системе, τ_{dyn} — динамическое время системы. Типичное динамическое время в галактиках $\sim 10^7 - 10^8$ лет. Даже для галактик с массой $\sim 10^6 M_{\odot}$ характерное время этого механизма превышает хаббловское. Другие механизмы потери массы бесстолкновительной звёздной системой, описанные в работе [105], ещё менее эффективны.

Общепринятым является мнение о том, что, большинство звёзд образуется в ассоциациях (но см. статью Элмегрини и Ефремова [106]). Об-

ассоциации имеют короткое время жизни от момента своего рождения до распада, порядка нескольких миллионов лет. Типичные значения скоростей, которые приобретают звёзды при распаде, по мнению различных авторов (Гварамадзе и Боманс [107]) и по данным наблюдений (Гиес [108]), составляют величину порядка 10 км/с. Другие оценки приводят к ограничению скорости на интервал 2 до 8 км/с (Браун и др. [109]). Величина вириальной скорости в маломассивных галактиках может быть порядка нескольких км/с (Караченцев и др. [101]), а скорость убегания не превышать 20 км/с (Бовилл и Рикотти [110], Дейкстра и др. [111]). Если галактика имеет дисковую морфологию, то упорядоченное движение вещества галактики может способствовать выбросу звёзд. Цель данной работы состоит в том, чтобы оценить этот эффект и его наблюдательные проявления в карликовых галактиках.

В разделе 3.2 проводится расчёт вероятности выброса звёзд из галактики сфероидального и дискового типа. В разделе 3.3 описаны результаты моделирования эволюции карликовых дисковых галактик с учётом выброса звёзд. Результаты обсуждаются в разделе 3.4.

3.2. Механизм выброса звёзд

Для того, чтобы звезда смогла покинуть галактику, её кинетическая энергия должна быть достаточной для совершения работы против гравитационного поля:

$$\frac{(\mathbf{v} + \mathbf{u})^2}{2} \geq -\Phi, \quad (3.3)$$

где \mathbf{v} — вектор мгновенной скорости ОВ-ассоциации; \mathbf{u} — вектор скорости звезды относительно ассоциации; Φ — гравитационный потенциал в месте расположения ассоциации при условии, что потенциал на бесконечности равен нулю. Динамическое время ассоциаций ($\sim 10^8$ лет) больше времени их жизни ($\sim 10^7$ лет) из-за низкой плотности этих образований — порядка $0.1 M_{\odot}/\text{пк}^3$ [109]. Это означает то, что в ассоциации не успевает установиться равнораспределение звёзд различных масс по энергиям. Будем считать, следовательно, что скорости звёзд любой массы имеют изотропное гауссово распределение с дисперсией $\sigma_{\text{ОВ}}^2$, тогда вероятность того, что звезда, покидающая ОВ-ассоциацию, преодолеет потенциальный барьер галактики, будет равна

$$\chi(\mathbf{v}, -\Phi) = \int_{\frac{(\mathbf{v}+\mathbf{u})^2}{2} \geq -\Phi} \frac{d^3u}{(2\pi\sigma_{\text{ОВ}}^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{u^2}{2\sigma_{\text{ОВ}}^2}\right]. \quad (3.4)$$

Наличие крупномасштабного движения МЗС в галактике приводит к увеличению доли выбрасываемых звёзд из-за своеобразного эффекта «пращи». Действительно, если МЗС вовлечена в кеплеровское движение с круговой скоростью v , то скорость звёзд при распаде ассоциации будет складываться со скоростью ассоциации в галактике, в итоге чего вероятность выброса звезды примет вид (см. Приложение)

$$\chi(\eta, \psi) = 1 + \frac{1}{4} \int_0^{\psi} d\xi e^{-\xi/2} \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{-\eta - \sqrt{\psi - \xi}}{\sqrt{2}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{-\eta + \sqrt{\psi - \xi}}{\sqrt{2}}\right] \right\}, \quad (3.5)$$

где

$$\eta = \frac{v}{\sigma_{\text{ОВ}}} = \sqrt{\frac{r}{\sigma_{\text{ОВ}}^2} \frac{\partial\Phi}{\partial r}}, \quad \psi = -\frac{2\Phi}{\sigma_{\text{ОВ}}^2}. \quad (3.6)$$

Здесь скорость ассоциации приравнивается к локальной скорости МЗС. Причина этого в том, что время жизни ассоциаций много меньше динамиче-

ского времени в галактике, т.о. скорость ассоциации не успеваает измениться сколько-нибудь значительно до распада. Параметр η в уравнении (3.5) характеризует относительную скорость кеплеровского движения в единицах $\sigma_{\text{ОВ}}$. Выражение (3.5) верно также и для галактик, в которых отсутствуют крупномасштабные движения газа — например, сфероидальных — но в этом случае необходимо положить $\eta = 0$.

Величина χ зависит от распределения массы в галактике и от характера движения галактического газа. Интересно оценить долю выбрасываемых звёзд для некоторых типичных конфигураций галактик. Оценку будем рассчитывать как среднее по объёму галактики с весом, равным скорости звездообразования Ψ :

$$\bar{\chi} = \frac{\int_V dV \Psi \chi}{\int_V dV \Psi}. \quad (3.7)$$

Проведём оценки для сфероидальной галактики с пламмеровским профилем плотности и для дисковой галактики с экспоненциальным профилем.

Распределение плотности и потенциала в изотропной пламмеровской сфере зависит от двух параметров — массы конфигурации M и характерного масштаба a :

$$\rho = \frac{3M}{4\pi a^3} (1 + r^2/a^2)^{-5/2}, \quad \Phi = -\frac{GM}{a} (1 + r^2/a^2)^{-1/2}. \quad (3.8)$$

В качестве выражения для объёмной СЗО примем модель звездообразования Тутукова-Фирмани [29]

$$\Psi \propto \rho^2. \quad (3.9)$$

Распределение безразмерного потенциала ψ на шкале r/a зависит от единственного параметра — β , который определяется отношением характерной вириальной скорости в галактике к разбросу скоростей звёзд в распадаю-

щейся ассоциации:

$$\psi = \frac{2\beta^2}{(1 + r^2/a^2)^{1/2}}, \quad \beta = \sqrt{\frac{GM}{\sigma_{\text{ОВ}}^2 a}}. \quad (3.10)$$

Как было отмечено выше, в сфероидальной галактике мы полагаем $\eta \equiv 0$. Подставляя эти зависимости в выражение (3.7) и интегрируя по объёму, получим значение коэффициента $\bar{\chi}$ как функцию β (рис. 3.1, левый, сплошная кривая).

Распределение поверхностной плотности экспоненциального диска также зависит от полной массы и пространственного масштаба:

$$\Sigma = \frac{M}{2\pi a^2} e^{-r/a}. \quad (3.11)$$

Будем использовать приближённое выражение для гравитационного потенциала, когда распределение массы считается сферически симметричным:

$$\Phi = -\frac{GM}{a} \frac{1 - e^{-r/a}}{r/a}. \quad (3.12)$$

В этом приближении распределения для η и ψ , как и в случае пламмеровской сферы, зависят только от β , который имеет то же определение:

$$\eta = \beta \sqrt{\frac{1 - (1 + r/a) e^{-r/a}}{r/a}}, \quad \psi = 2\beta^2 \frac{1 - e^{-r/a}}{r/a}. \quad (3.13)$$

Наконец, поверхностную плотность СЗО зададим согласно модели Шмидта–Кенниката [65]:

$$\Psi \propto \Sigma^{3/2}. \quad (3.14)$$

Графики функции $\bar{\chi}(\beta)$ для обоих случаев приведены на рис. 3.1 (слева). Как видно, для дисковых галактик параметр β , при котором выброс звёзд может иметь место, ограничен сверху значением 4 – 5, для сфероидальных — 2 – 2.5. Для определения зависимости параметра β от массы

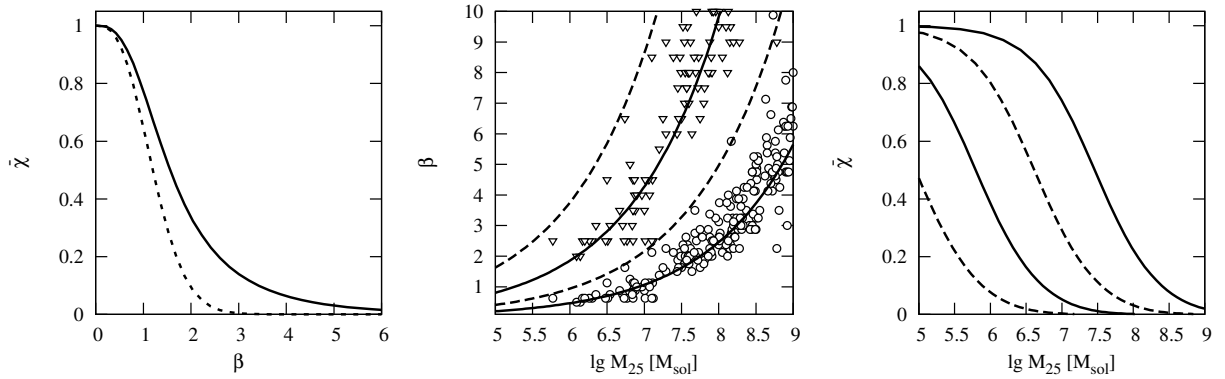


Рис. 3.1. *Левый рисунок.* Средняя вероятность выброса звёзд из галактик как функция параметра β : сплошная кривая — сфероидальные галактики с пламмеровским профилем плотности, без вращения; пунктирная кривая — дисковые галактики с экспоненциальным профилем плотности и круговым кеплеровским вращением. *Средний рисунок.* Параметр β в зависимости от массы галактик (до $10^9 M_{\odot}$). Распределение галактик по массам заимствовано из каталога близких галактик Караченцева [101]. M_{25} — это динамическая масса внутри изофоты 25-й звёздной величины. Параметр β рассчитывался как отношение скорости вращения нейтрального водорода (обозначена в каталоге как V_m) к разбросу скоростей звёзд в распадающейся ОБ-ассоциации $\sigma_{\text{ОБ}}$. Было использовано два предельных значения $\sigma_{\text{ОБ}}$: 2 км/с (треугольники) и 8 км/с (кружки). Сплошными линиями показаны аппроксимации зависимости $\beta(M_{25})$ для этих предельных случаев. Пунктирными линиями изображены те же аппроксимации, полученные из условия выброса звёзд за пределы тёмного гало (см. пояснения в тексте). *Правый рисунок.* Зависимость средней вероятности выброса звёзд от массы галактики M_{25} . Нижняя и верхняя сплошная кривая соответствуют $\sigma_{\text{ОБ}} = 2$ км/с и $\sigma_{\text{ОБ}} = 8$ км/с. Пунктирные кривые — аналогично, но с учётом вклада тёмного гало (см. пояснения в тексте).

галактики были использованы данные каталога близких галактик Караченцева [101] для галактик с массами, не превышающими $10^9 M_{\odot}$. Для каждой галактики с заданной массой значение параметра β рассчитывалось как отношение скорости вращения нейтрального водорода (обозначена в каталоге как V_m) к разбросу скоростей звёзд в распадающейся ОВ-ассоциации $\sigma_{ОВ}$. Ввиду того, что величина $\sigma_{ОВ}$ задана в пределах от 2 км/с до 8 км/с, параметр β так же определён неточно. Аппроксимация зависимости этого параметра от массы имеет вид

$$\beta = 0.025 \left(\frac{M_{25}}{M_{\odot}} \right)^{0.36} \left(\frac{\sigma_{ОВ}}{\text{км/с}} \right)^{-1}. \quad (3.15)$$

В этой аппроксимации используются значения динамической массы галактик внутри изофоты 25-й звёздной величины с единицы квадратной секунды — M_{25} . Учёт только M_{25} в качестве массы приводит к недооценке вклада тёмного вещества во внешних частях галактики. Если принять во внимание космологическое отношение средней плотности тёмного вещества к плотности барионов во Вселенной, $\Omega_{\text{dm}}/\Omega_{\text{b}} \approx 5$ (Спергел и др. [112]), то аппроксимация (3.15) будет справедливой за исключением того, что коэффициент в правой части станет равен 0.048. Зависимость (3.15) приведена на рис. 3.1 (средний) для предельных значений $\sigma_{ОВ}$, с учётом тёмных гало и без.

Ниже будут представлены результаты расчётов эволюции карликовых дисковых галактик в однозонном приближении с учётом выброса звёзд. Химическая эволюция галактического газа прослеживалась по содержанию железа, кислорода и тяжёлых элементов. Основой для однозонной модели послужила модель Тутукова—Фирмани [29], а также работы Тутукова, Вибе и Шустова [27, 30].

3.3. Численное моделирование

3.3.1. Однозонная модель галактики

В распадающейся ассоциации лишь звёзды с временем жизни $\lesssim 10^7$ лет успевают закончить свою жизнь в галактике как сверхновые второго типа. Эти звёзды имеют массу около $13 M_{\odot}$ и выше (Тутуков и Крюгель [35]). Часть звёзд меньшей массы, количество которых определяется $\bar{\chi}$, покидает галактику и не может участвовать в обогащении МЗС. Эффект этот, однако, может быть мал, поскольку звёзды с массами ниже, чем $8 M_{\odot}$ не вспыхивают как сверхновые второго типа (Хашимото и др. [113]) и, следовательно, их исчезновение слабее сказывается на химическом обилии межзвёздной среды. Сверхновые первого типа, напротив, имеют время задержки перед взрывом, равное $10^8 - 10^9$ лет (Тутуков и Юнгельсон [36]), а значит, их выброс может сильно повлиять на обогащение МЗС металлами. Доля массы всех звёзд, родившихся как одиночная звёздная популяция с заданной начальной функцией масс $\Phi(m)$ и покидающих галактику, равна $\bar{\chi} \int_{m_{\min}}^{13M_{\odot}} dm \Phi$; для НФМ Солпитера с показателем степени -2.35 , заданной в диапазоне звёздных масс $0.1 M_{\odot} - 100 M_{\odot}$, это $0.88\bar{\chi}$.

Для галактики со скоростью звездообразования, зависящей от времени, $\Psi(t)$, полная скорость потери звёздной массы за счёт механизма выброса звёзд в однозонном приближении будет определяться выражением

$$\dot{M}_s^{\text{ej}}(t) = \bar{\chi} \Psi(t - \tau_s(13M_{\odot})) \int_{m_{\min}}^{13M_{\odot}} dm \Phi, \quad (3.16)$$

где $\tau_s = \tau_s(m)$ — время жизни звезды массой m .

Выброс звёзд оказывает влияние также на количество массы газа в процессе звездообразования и на химическое обогащение МЗС. Скорость

возврата газа сверхновыми равна

$$\dot{M}_g^{\text{fb}}(t) = \int_{m_{\text{min}}}^{m_{\text{max}}} dm \Phi \Psi(t - \tau_s) \left(1 - \frac{m_r}{m}\right) [1 - \bar{\chi} \theta(13M_\odot - m)], \quad (3.17)$$

где $m_r = m_r(m)$ — масса остатка звезды; $\theta(x) = 0$ для $x \leq 0$ и $\theta(x) = 1$ для $x > 0$. Скорость обогащения МЗС химическим элементом X определяется вкладом от сверхновых первого и второго типа:

$$\begin{aligned} \dot{M}_X^{\text{fb}}(t) = & \frac{10^{-3}}{M_\odot} \Psi(t - \tau_{\text{SNIa}}) P_X^{\text{SNIa}} [1 - \bar{\chi}] + \\ & + \int_{m_{\text{min}}}^{m_{\text{max}}} dm \Phi \Psi(t - \tau_s) \left[\left(1 - \frac{m_r}{m}\right) X(t - \tau_s) + P_X^{\text{SNII}}(m, Z(t - \tau_s)) \right] \times \\ & \times [1 - \bar{\chi} \theta(13M_\odot - m)], \quad (3.18) \end{aligned}$$

где τ_{SNIa} — среднее время задержки между формированием двойной системы и взрывом сверхновой типа Ia; P_X^{SNIa} — масса элемента X, выбрасываемого при одном взрыве сверхновой; $P_X^{\text{SNII}}(m, Z)$ — масса элемента X, выработанного сверхновой типа II с массой предсверхновой m и начальным содержанием тяжёлых элементов Z .

В данной модели было использовано положение о том, что сверхновые типа Ia порождены слиянием вырожденных карликов в тесных двойных системах. Как показано Тутуковым и Юнгельсоном [38], среднее время задержки между формированием двойной системы и взрывом сверхновой типа Ia составляет $\tau_{\text{SNIa}} \approx 10^9$ лет. Частота вспышек сверхновых Ia, в расчёте на единицу СЗО, получена с учётом нормировки на современную частоту вспышек — 0.003 в год, и современную скорость звездообразования $3 M_\odot$ в год (Тутуков и Юнгельсон [38]). Предполагалось, что каждая сверхновая типа Ia производит железо в количестве $P_{\text{Fe}}^{\text{SNIa}} = 0.6 M_\odot$ (Тсуджимото и др. [39]), производство других элементов этими сверхновыми не рассчиты-

лось. Выход элементов, произведённых сверхновыми типа II в зависимости от массы звезды и начального содержания тяжёлых элементов, был взят из расчётов Мэдера [40].

Баланс полной массы галактики, массы газа и массы различных химических компонент определяется не только звездообразованием, но также взаимодействием галактики с межгалактической средой — галактическим ветром, выбросом пыли и аккрецией межгалактического газа. Эти факторы исследовались ранее в рамках используемой однозонной модели (см. например работу Шустова и др. [27]). Однако, в данной работе аккреция, выброс пыли и галактический ветер не учитывались (последний фактор не учитывался из-за очевидных недостатков простой модели галактического ветра (3.1)). В итоге, баланс массы различных компонент галактики задавался уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\text{tot}} &= -\dot{M}_{\text{s}}^{\text{ej}} \\ \dot{M}_{\text{g}} &= -\Psi + \dot{M}_{\text{g}}^{\text{fb}} \\ \dot{M}_{\text{X}} &= -X\Psi + \dot{M}_{\text{X}}^{\text{fb}} . \end{aligned} \quad (3.19)$$

Детали этой численной модели изложены в работах [29, 27, 30].

3.3.2. Результаты расчётов

Как видно из зависимости $\bar{\chi}(M_{25})$ (рис. 3.1), распад ОВ-ассоциаций практически не приводит к потери массы из сфероидальных галактик даже самых малых масс. По этой причине численный анализ ограничивался только дисковыми галактиками. Были выполнены четыре серии расчётов эволюции галактик с массами от $10^{6.5} M_{\odot}$ до $10^{8.5} M_{\odot}$ и с различными значениями параметра $\sigma_{\text{ОВ}}$, а также, для сравнения, серия расчётов в замкнутой

Таблица. Параметры модельных галактик.

		$\sigma_{\text{ОВ}} = 2 \text{ км/с}$ (серия А)		$\sigma_{\text{ОВ}} = 8 \text{ км/с}$ (серия Б)		$\sigma_{\text{ОВ}} = 8 \text{ км/с}$ +тёмное гало (серия В)	
$\lg M/M_{\odot}$	R , пк	β	$\bar{\chi}$	β	$\bar{\chi}$	β	$\bar{\chi}$
6.5	79.5	2.73	0.21	0.70	0.92	1.38	0.6
7	141.4	4.14	0.09	1.07	0.743	2.08	0.32
7.5	251.5	6.26	0.012	1.62	0.481	3.16	0.13
8	447	9.48	0	2.45	0.21	4.78	0.035
8.5	795	14.25	0	3.72	0.075	7.23	0

модели. Радиусы галактик соответствовали зависимости $M \propto R^2$. Чтобы избежать большого влияния начальных условий на вспышку звездообразования, полутолщина протогалактического диска во всех расчётах равнялась 10 кпк. Остальные параметры серий приведены в таблице 3.3.2. В расчётной серии А параметр $\sigma_{\text{ОВ}}$ был равен 2 км/с, в сериях Б и В этот параметр равнялся 8 км/с. В последнем случае учитывалось наличие тёмного гало (см. пояснения к уравнению (3.15)). Таким образом, серия Б позволяла оценить эффекты потери звёзд из диска в гало галактики, а серия В — из гало в межгалактическую среду.

На графиках 3.2 представлены интегральные характеристики модельных галактик на конечный момент расчёта. Как и ожидалось, учёт выброса звёзд в серии А не привёл к существенному отклонению интегральных характеристик галактик от их значений в замкнутой модели. В расчётных сериях В и Б для галактик наименьших масс отношение выброшенной массы к динамической может быть от 1.5 – 2 (для массы, выбрасываемой из гало в МГС) до 6 (для массы, выбрасываемой из диска в гало) соответственно. Величина выбрасываемой массы, полученная в серии Б, даёт представление о том, насколько может измениться морфология галактического диска. Так для галактики с динамической массой $10^7 M_{\odot}$ количество звёздной массы,

находящейся в гало, превышает массу диска в 1.5 – 2 раза, т.е. такая галактика уже не может считаться дисковой. Галактики с массой $10^6 M_{\odot}$ могут иметь массу $4.5 \times 10^6 M_{\odot}$ в гало и $1.5 \times 10^6 M_{\odot}$ в МГС. По соотношению «масса—светимость» видно, что, в сравнении с замкнутой моделью, полная светимость галактик наименьших масс может уменьшаться более чем на половину порядка величины, а светимость диска — на порядок. Само же соотношение для маломассивных галактик серии Б возрастает более чем в два с половиной раза. Для галактик этой серии с массой ниже $10^7 M_{\odot}$ полная светимость звёзд, выброшенных в гало, превышает светимость диска в два-три раза (средний рисунок в верхнем ряду). Это также говорит в пользу изменения морфологии галактики с дисковой на сфероидальную.

Ввиду того, что в модели не учитывался галактический ветер и аккреция, история звездообразования в галактиках была представлена единственной вспышкой, в которой была исчерпана большая часть газа — на конец расчёта во всех галактиках газ составлял 5 – 10% по массе. Относительное обилие химических элементов в газе слабо уменьшается с уменьшением массы галактики и с ростом параметра $\sigma_{\text{ОВ}}$ (рис. 3.2, средний ряд). Исключение составляет маломассивный конец серии Б, где относительное содержание элементов растёт с уменьшением массы галактики на одну десятую в логарифмической шкале, по сравнению со значениями, полученными в замкнутой модели. Как видно из графиков, зависимость обилий от массы галактики стремится к минимуму, для некоторого значения массы, во всех расчётных сериях. Причина этого может быть в том, что величина химических обилий в газе определяется двумя конкурирующими процессами: обогащения газа сверхновыми и возвратом газа, бедного химическими эле-

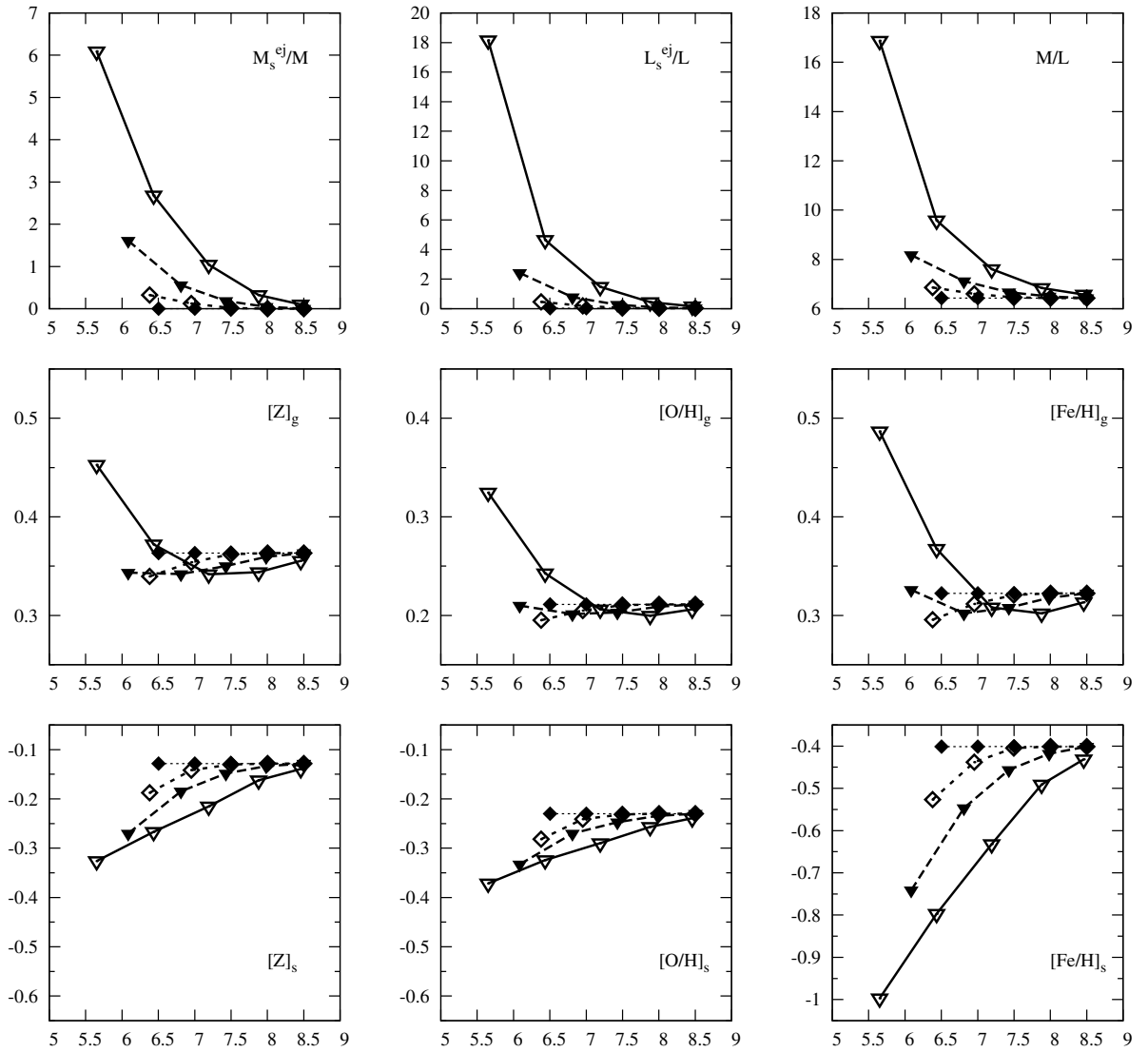


Рис. 3.2. Интегральные параметры в зависимости от массы дисков галактик (логарифмы значений в единицах M_{\odot}) в четырёх сериях моделей. Сплошные ромбы соответствуют закрытой модели галактики. Пустые ромбы — модели, где $\sigma_{OB} = 2$ км/с (серия А). Сплошные треугольники — $\sigma_{OB} = 8$ км/с + тёмное гало (серия В). Пустые треугольники — $\sigma_{OB} = 8$ км/с, без тёмного гало (серия Б). В верхней строке изображены: отношение выброшенной массы к массе диска, отношение светимости выброшенных звёзд к светимости диска и отношение «масса—светимость», в солнечных единицах, для диска. В средней и нижней строке показаны обилия химических элементов (средние по звёздному населению) соответственно.

ментами, от взрывов новых звёзд малых масс. Если галактика теряет значительную часть своих маломассивных звёзд, влияние второго процесса может ослабевать.

Содержание химических элементов в звёздах систематически снижается с падением массы галактики и с увеличением $\sigma_{\text{ОВ}}$ (рис. 3.2, нижний ряд). Наибольшее влияние процесс выброса звёзд оказывает на содержание железа. В галактике с динамической массой $10^6 M_{\odot}$ содержание железа в звёздах диска может снижаться на 0.5 в логарифмической шкале (серия Б) и более чем на 0.3 — в звёздах гало (серия В). На рис. 3.3 приведены распределения относительного числа звёзд по содержанию железа, кислорода и тяжёлых элементов для всех расчётных серий. Наибольшие отличия от замкнутой модели имеет серия Б (вторая колонка). Вместе со смещением распределения в сторону меньших обилий, появляются звёзды, переобогащённые железом, которые образовались в течение нескольких миллиардов лет после вспышки сверхновых типа Ia. Характерный вид распределения звёзд вызван тем, что галактики в данной модели испытывали только одну сильную вспышку звездообразования, которая происходила в низкометаллическом газе.

3.4. Заключение по третьей главе

В этой работе было исследовано влияние потери звёздной массы на эволюцию карликовых галактик сфероидального и дискового типов. В качестве механизма потери массы предполагался процесс распада звёздных ОВ-ассоциаций, при котором звёзды могут приобретать скорость, доста-

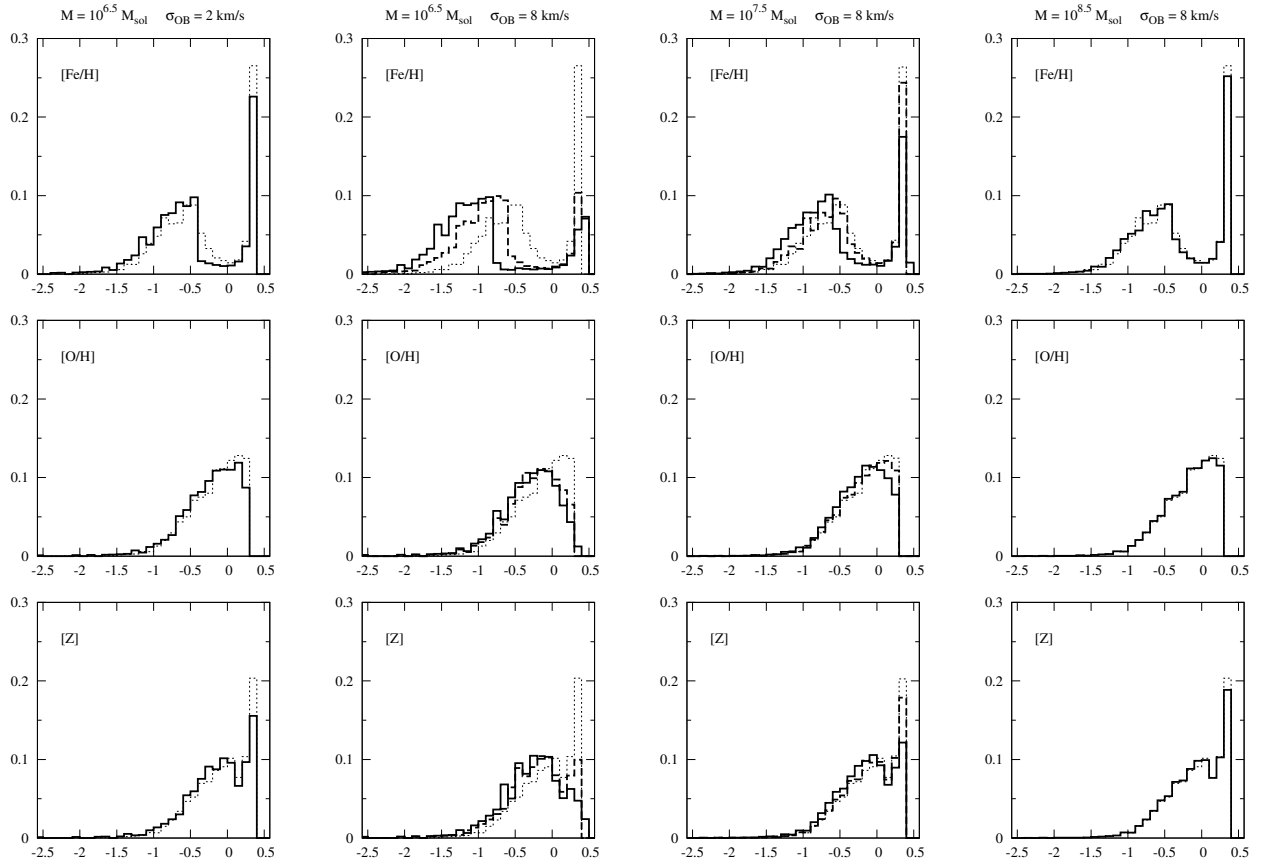


Рис. 3.3. Гистограммы распределения относительного числа звёзд (ординаты) по содержанию железа, кислорода и тяжёлых элементов на настоящее время (абсциссы). Первая колонка: сплошная линия — галактика массой $10^{6.5} M_{\odot}$, серия А; тонкая пунктирная линия — результаты расчёта по замкнутой модели. Остальные колонки: сплошная линия — галактики с массами $10^{6.5} M_{\odot}$, $10^{7.5} M_{\odot}$ и $10^{8.5} M_{\odot}$, серия Б; штриховая линия — те же массы галактик, серия В; тонкая пунктирная линия — результаты расчёта по замкнутой модели.

точную для того, чтобы покинуть галактику. Распад ассоциаций практически не имел эффекта на эволюцию сфероидальных галактик. Эффект также оказался мал и для дисковых галактик с параметром $\sigma_{\text{ОВ}} = 2$ км/с. Поскольку типичным считается значение этого параметра ~ 10 км/с, анализ был сосредоточен на моделях с $\sigma_{\text{ОВ}} = 8$ км/с. Результаты анализа следующие:

1. В течение времени жизни ОВ-ассоциации ($\sim 10^7$ лет) самые массивные из сверхновых второго типа ($\gtrsim 13 M_{\odot}$) успевают обогатить МЗС продуктами своих взрывов. Звёзды меньших масс, которые покидают галактику, не вносят вклада в обогащение МЗС диска, а служат источником химических элементов для гало или МГС. То же касается сверхновых типа Ia.
2. Было показано, что дисковые галактики, с массой на момент начала звездообразования $3 \times 10^7 M_{\odot}$, содержат половину своей массы в звёздах диска и половину — в гало. Светимость гало таких галактик превышает светимость диска в полтора-два раза. Можно считать, таким образом, что изначально дисковые галактики с массой $\lesssim 10^7 M_{\odot}$ в процессе звездообразования меняют свою морфологию на сфероидальную. По классификации де Вокулёра [2], спиральным галактикам присвоен морфологический индекс $T = 4$ (см. также работу Корвина и др. [114]). В каталоге близких галактик Караченцева [101] галактики дискового типа имеют абсолютную звёздную величину, не превышающую -13 (для значений морфологического индекса от 0 до 7, т.е. включая линзовидные и неправильные галактики, наиболее близкие к

дисковым), что соответствует светимости $\sim 10^7 L_{\odot}$ и массе галактики $\sim 10^8 M_{\odot}$. Галактики меньшей светимости и массы относятся к сфероидальному и неправильному типам. Это подтверждается расчётами в рамках предложенной модели.

3. В системе с массой $\lesssim 10^5 M_{\odot}$ подавляющая часть звёздной массы покидает не только диск, но и гало галактики (рис. 3.1, правый). Таким образом, галактики сверхмалых масс, если их образование вообще возможно, могут терять в МГС почти всё звёздное население после первой вспышки звездообразования. В результате должно оставаться тёмное гало с обогащённым газом. Этот сценарий может быть важен в применении к проблеме недостающих спутников Галактики.
4. Влияние выброса звёзд на эволюцию приводит к увеличению соотношения «масса—светимость». Для галактик с полной массой (диск + гало) $\sim 10^7 M_{\odot}$ это отношение возрастает на фактор 2 – 2.5 (рис. 3.2, верхний ряд, справа).
5. Влияние выброса звёзд на эволюцию может приводить к сильной вариации содержания химических обилий в газе (рис. 3.2, средний ряд) — наряду с систематическим уменьшением обилий на величину ~ 0.05 единицы в логарифмической шкале, самые маломассивные галактики могут иметь повышенное содержание химических элементов на величину до 0.1 – 0.15. Содержание химических элементов в звёздах систематически уменьшается с падением массы галактики на величину до 0.2 единицы.

3.5. Приложение

Получим выражение для вероятности выброса звезды из ОВ-ассоциации, движущейся по круговой кеплеровской орбите в галактике с заданным гравитационным потенциалом $\Phi(r)$. Общее выражение для вероятности:

$$\chi(\mathbf{v}, -\Phi) = \int_{\frac{(\mathbf{v}+\mathbf{u})^2}{2} \geq -\Phi} \frac{d^3u}{(2\pi\sigma_{\text{ОВ}})^{3/2}} \exp\left[-\frac{u^2}{2\sigma_{\text{ОВ}}^2}\right]. \quad (3.20)$$

Вектор скорости \mathbf{v} в на круговой кеплеровской орбите равен

$$\mathbf{v} = \mathbf{e}_\phi v, \quad v = \sqrt{r \frac{\partial\Phi}{\partial r}}, \quad (3.21)$$

где \mathbf{e}_ϕ — базисный вектор азимутального направления. Область интегрирования в этом случае описывается уравнением

$$u_\phi^2 + u_\perp^2 + 2vu_\phi + v^2 + 2\Phi \geq 0, \quad (3.22)$$

где u_\perp — модуль компонента скорости, ортогонального \mathbf{e}_ϕ . Решение этого уравнения приводит к следующему условию на значения компонента скорости u_ϕ :

$$u_\phi \in (-\infty, \Re(u_{\phi-})] \cup [\Re(u_{\phi+}), +\infty), \quad u_{\phi\pm} = -v \pm \sqrt{-2\Phi - u_\perp^2}. \quad (3.23)$$

Поскольку компоненты вектора \mathbf{u} распределены изотропно и независимо, можем проинтегрировать общее выражение по u_ϕ . Вводя обозначения

$$\xi = \frac{u_\perp^2}{\sigma_{\text{ОВ}}^2}, \quad \eta = \frac{v}{\sigma_{\text{ОВ}}}, \quad \psi = -\frac{2\Phi}{\sigma_{\text{ОВ}}^2}, \quad (3.24)$$

окончательно получаем

$$\chi(\eta, \psi) = 1 + \frac{1}{4} \int_0^\psi d\xi e^{-\xi/2} \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{-\eta - \sqrt{\psi - \xi}}{\sqrt{2}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{-\eta + \sqrt{\psi - \xi}}{\sqrt{2}}\right] \right\}. \quad (3.25)$$

Если по условию задачи $\eta \equiv 0$, то общее выражение (3.20) сводится к

$$\chi(\psi) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{\psi}^{\infty} d\zeta \zeta^2 e^{-\zeta^2/2} = 1 - \operatorname{erf} \left[\sqrt{\frac{\psi}{2}} \right] + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\psi} e^{-\psi/2}. \quad (3.26)$$

Литература

1. *Hubble, E. P.* Extragalactic nebulae. / E. P. Hubble // *Astrophys. J.* — 1926. — Dec. — Vol. 64. — Pp. 321–369.
2. Third Reference Catalogue of Bright Galaxies / G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr. et al.; Ed. by G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr. et al. — 1991.
3. *Springel, V.* The large-scale structure of the Universe / V. Springel, C. S. Frenk, S. D. M. White // *Nature*. — 2006. — Apr. — Vol. 440. — Pp. 1137–1144.
4. *Baugh, C. M.* A primer on hierarchical galaxy formation: the semi-analytical approach / C. M. Baugh // *Reports on Progress in Physics*. — 2006. — Dec. — Vol. 69. — Pp. 3101–3156.
5. The formation history of elliptical galaxies / G. De Lucia, V. Springel, S. D. M. White et al. // *MNRAS*. — 2006. — Feb. — Vol. 366. — Pp. 499–509.
6. The star-formation history of the Universe from the stellar populations of nearby galaxies / A. Heavens, B. Panter, R. Jimenez, J. Dunlop // *Nature*. — 2004. — Apr. — Vol. 428. — Pp. 625–627.
7. The Epochs of Early-Type Galaxy Formation as a Function of Environ-

- ment / D. Thomas, C. Maraston, R. Bender, C. Mendes de Oliveira // *Astrophys. J.* — 2005. — Mar. — Vol. 621. — Pp. 673–694.
8. Keck Spectroscopy of Distant GOODS Spheroidal Galaxies: Downsizing in a Hierarchical Universe / T. Treu, R. S. Ellis, T. X. Liao, P. G. van Dokkum // *Astrophys. J. (Letters)*. — 2005. — Mar. — Vol. 622. — Pp. L5–L8.
 9. *Mouri, H.* Downsizing of star-forming galaxies by gravitational processes / H. Mouri, Y. Taniguchi // *Astron. and Astrophys.* — 2006. — Nov. — Vol. 459. — Pp. 371–374.
 10. *Neistein, E.* Natural downsizing in hierarchical galaxy formation / E. Neistein, F. C. van den Bosch, A. Dekel // *MNRAS*. — 2006. — Oct. — Vol. 372. — Pp. 933–948.
 11. *Firmani, C.* Can galaxy outflows and re-accretion produce the downsizing in specific star formation rate of late-type galaxies? / C. Firmani, V. Avila-Reese, A. Rodriguez-Puebla // *ArXiv e-prints*. — 2009. — Sep.
 12. Where Are the Missing Galactic Satellites? / A. Klypin, A. V. Kravtsov, O. Valenzuela, F. Prada // *Astrophys. J.* — 1999. — Sep. — Vol. 522. — Pp. 82–92.
 13. Dark Matter Substructure within Galactic Halos / B. Moore, S. Ghigna, F. Governato et al. // *Astrophys. J. (Letters)*. — 1999. — Oct. — Vol. 524. — Pp. L19–L22.

14. *Piontek, F.* The Angular Momentum Problem in Cosmological Simulations of Disk Galaxy Formation / F. Piontek, M. Steinmetz // *ArXiv e-prints*. — 2009. — Sep.
15. *Götz, M.* Galaxy formation: Warm dark matter, missing satellites, and the angular momentum problem / M. Götz, J. Sommer-Larsen // *Astrophys. and Space Sci.*. — 2003. — Apr. — Vol. 284. — Pp. 341–344.
16. *Mayer, L.* The formation of disk galaxies in computer simulations / L. Mayer, F. Governato, T. Kaufmann // *Advanced Science Letters*. — 2008. — Jun. — Vol. 1. — Pp. 7–27.
17. Chemodynamical Modeling of Dwarf Galaxy Evolution / P. Berczik, G. Hensler, C. Theis, R. Spurzem // *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*. — 2003. — Jan. — Vol. 103. — Pp. 155–162.
18. Disk Galaxy Formation in a Λ Cold Dark Matter Universe / B. Robertson, N. Yoshida, V. Springel, L. Hernquist // *Astrophys. J.*. — 2004. — May. — Vol. 606. — Pp. 32–45.
19. Effects of feedback on the morphology of galaxy discs / T. Okamoto, V. R. Eke, C. S. Frenk, A. Jenkins // *MNRAS*. — 2005. — Nov. — Vol. 363. — Pp. 1299–1314.
20. *Springel, V.* The cosmological simulation code GADGET-2 / V. Springel // *MNRAS*. — 2005. — Dec. — Vol. 364. — Pp. 1105–1134.
21. *Lucy, L. B.* A numerical approach to the testing of the fission hypothesis / L. B. Lucy // *Astron. J.*. — 1977. — Dec. — Vol. 82. — Pp. 1013–1024.

22. *Monaghan, J. J.* Smoothed particle hydrodynamics / J. J. Monaghan // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* — 1992. — Vol. 30. — Pp. 543–574.
23. *Navarro, J. F.* Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code / J. F. Navarro, S. D. M. White // *MNRAS*. — 1993. — Nov. — Vol. 265. — Pp. 271–+.
24. *Matteucci, F.* The chemical evolution of the Galaxy / F. Matteucci. — The chemical evolution of the Galaxy / by Francesca Matteucci, Astrophysics and space science library, Volume 253, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-6552-6, 2001, XII + 293 pp., 2001.
25. *Schmidt, M.* The Rate of Star Formation. / M. Schmidt // *Astrophys. J.* — 1959. — Mar. — Vol. 129. — Pp. 243–+.
26. Chemical enrichment in the cluster of galaxies Hydra A / A. Simionescu, N. Werner, H. Böhringer et al. // *Astron. and Astrophys.* — 2009. — Jan. — Vol. 493. — Pp. 409–424.
27. *Shustov, B.* Evolution of disk galaxies and loss of heavy elements into the intracluster medium. / B. Shustov, D. Wiebe, A. Tutukov // *Astron. and Astrophys.* — 1997. — Jan. — Vol. 317. — Pp. 397–404.
28. *Makarova, L.* Evolution of Dwarf Galaxies in the Centaurus A Group / L. Makarova, D. Makarov // IAU Symposium / Ed. by J. Davies & M. Disney. — Vol. 244 of *IAU Symposium*. — 2008. — May. — Pp. 326–330.

29. *Firmani, C.* Evolutionary models for disk galaxies / C. Firmani, A. Tutukov // *Astron. and Astrophys.* — 1992. — Oct. — Vol. 264. — Pp. 37–48.
30. *Вибе, Д. З.* Об эволюции темпа звездообразования в дисковых галактиках / Д. З. Вибе, А. В. Тутуков, Б. М. Шустов // *Астрон. журн.* — 1998. — Т. 75, № 1. — С. 3–13.
31. *Firmani, C.* Bursting and stationary star formation in disks and nuclei of galaxies / C. Firmani, A. V. Tutukov // *Astron. and Astrophys.* — 1994. — Aug. — Vol. 288. — Pp. 713–730.
32. *Wiebe, D. S.* Role of disk galaxies in the chemical enrichment of the intracluster medium / D. S. Wiebe, B. M. Shustov, A. V. Tutukov // *Astron. and Astrophys.* — 1999. — May. — Vol. 345. — Pp. 93–99.
33. A Possible Origin of the High Metallicity in the Nuclei of Massive Galaxies and Quasars / A. V. Moiseev, A. V. Tutukov, D. S. Wiebe, B. M. Shustov // *Astronomy Reports.* — 2004. — May. — Vol. 48. — Pp. 367–373.
34. *Iben Jr., I.* Asymptotic giant branch evolution and beyond / I. Iben, Jr., A. Renzini // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* — 1983. — Vol. 21. — Pp. 271–342.
35. *Tutukov, A. V.* Stellar evolution and some parameters of galaxies and their nuclei / A. V. Tutukov, E. Krugel // *Astronomicheskii Zhurnal.* — 1980. — Oct. — Vol. 57. — Pp. 942–952.

36. *Tutukov, A. V.* Модель популяции двойных звёзд в Галактике / А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон // *Астрон. журн.* — 2002. — Т. 79. — С. 1.
37. *Silk, J.* Star formation and galactic evolution - From protogalaxies to starbursts / J. Silk // IAU Symp. 115: Star Forming Regions / Ed. by M. Peimbert, J. Jugaku. — 1987. — Pp. 663–689.
38. *Tutukov, A. V.* Merging of Binary White Dwarfs Neutron Stars and Black-Holes Under the Influence of Gravitational Wave Radiation / A. V. Tutukov, L. R. Yungelson // *MNRAS*. — 1994. — Jun. — Vol. 268. — Pp. 871–+.
39. Relative frequencies of Type Ia and Type II supernovae in the chemical evolution of the Galaxy, LMC and SMC / T. Tsujimoto, K. Nomoto, Y. Yoshii et al. // *MNRAS*. — 1995. — Dec. — Vol. 277. — Pp. 945–958.
40. *Maeder, A.* Stellar yields as a function of initial metallicity and mass limit for black hole formation / A. Maeder // *Astron. and Astrophys.* — 1992. — Oct. — Vol. 264. — Pp. 105–120.
41. *van den Hoek, L. B.* New theoretical yields of intermediate mass stars / L. B. van den Hoek, M. A. T. Groenewegen // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1997. — Jun. — Vol. 123. — Pp. 305–328.
42. *Курбатов, Е. П.* Эволюция галактик и соотношение Талли-Фишера / Е. П. Курбатов, А. В. Тутуков, Б. М. Шустов // *Астрон. журн.* — 2005. — Т. 82, № 7. — С. 573–583.

43. *Bensby, T.* Oxygen trends in the Galactic thin and thick disks / T. Bensby, S. Feltzing, I. Lundström // *Astron. and Astrophys.* — 2004. — Feb. — Vol. 415. — Pp. 155–170.
44. *Thorén, P.* Subgiants as probes of galactic chemical evolution / P. Thorén, B. Edvardsson, B. Gustafsson // *Astron. and Astrophys.* — 2004. — Oct. — Vol. 425. — Pp. 187–206.
45. O/Fe in metal-poor main sequence and subgiant stars / P. E. Nissen, F. Primas, M. Asplund, D. L. Lambert // *Astron. and Astrophys.* — 2002. — Jul. — Vol. 390. — Pp. 235–251.
46. Oxygen in the Very Early Galaxy / G. Israelian, R. Rebolo, R. J. García López et al. // *Astrophys. J.* — 2001. — Apr. — Vol. 551. — Pp. 833–851.
47. *Barbuy, B.* Oxygen in old and thick disk stars / B. Barbuy, M. Erdelyi-Mendes // *Astron. and Astrophys.* — 1989. — Apr. — Vol. 214. — Pp. 239–248.
48. *Bessell, M. S.* On the Oxygen Abundance of HE 0107-5240 / M. S. Bessell, N. Christlieb, B. Gustafsson // *Astrophys. J. (Letters)*. — 2004. — Sep. — Vol. 612. — Pp. L61–L63.
49. First stars V - Abundance patterns from C to Zn and supernova yields in the early Galaxy / R. Cayrel, E. Depagne, M. Spite et al. // *Astron. and Astrophys.* — 2004. — Mar. — Vol. 416. — Pp. 1117–1138.
50. Oxygen and magnesium abundance in the ultra-metal-poor giants CS 22949-037 and CS 29498-043: Challenges in models of atmospheres /

- G. Israelian, N. Shchukina, R. Rebolo et al. // *Astron. and Astrophys.* — 2004. — Jun. — Vol. 419. — Pp. 1095–1109.
51. Plez, B. Analysis of the carbon-rich very metal-poor dwarf G77-61 / B. Plez, J. G. Cohen // *Astron. and Astrophys.* — 2005. — May. — Vol. 434. — Pp. 1117–1124.
52. Is HE 0107-5240 A Primordial Star? The Characteristics of Extremely Metal-Poor Carbon-Rich Stars / T. Suda, M. Aikawa, M. N. Machida et al. // *Astrophys. J.* — 2004. — Aug. — Vol. 611. — Pp. 476–493.
53. Umeda, H. Variations in the Abundance Pattern of Extremely Metal-Poor Stars and Nucleosynthesis in Population III Supernovae / H. Umeda, K. Nomoto // *Astrophys. J.* — 2005. — Jan. — Vol. 619. — Pp. 427–445.
54. Thielemann, F.-K. Core-Collapse Supernovae and Their Ejecta / F.-K. Thielemann, K. Nomoto, M.-A. Hashimoto // *Astrophys. J.* — 1996. — Mar. — Vol. 460. — Pp. 408–+.
55. Umeda, H. First-generation black-hole-forming supernovae and the metal abundance pattern of a very iron-poor star / H. Umeda, K. Nomoto // *Nature*. — 2003. — Apr. — Vol. 422. — Pp. 871–873.
56. The Type Ic Hypernova SN 2002ap / P. A. Mazzali, J. Deng, K. Maeda et al. // *Astrophys. J. (Letters)*. — 2002. — Jun. — Vol. 572. — Pp. L61–L65.
57. Tutukov, A. V. Early Stages of Dynamical Evolution of Star Cluster

- Models / A. V. Tutukov // *Astron. and Astrophys.* — 1978. — Nov. — Vol. 70. — Pp. 57–+.
58. *Igumenshchev, I. V.* Dynamics of supershells - Blow-out / I. V. Igumenshchev, B. M. Shustov, A. V. Tutukov // *Astron. and Astrophys.* — 1990. — Aug. — Vol. 234. — Pp. 396–402.
59. Abundances in the Neutral Interstellar Medium of I Zw 18 from Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observations / A. Aloisi, S. Savaglio, T. M. Heckman et al. // *Astrophys. J.* — 2003. — Oct. — Vol. 595. — Pp. 760–778.
60. *Yamagata, T.* Vertical Metallicity Gradient of the Galaxy Based on UBV Starcount Data / T. Yamagata, Y. Yoshii // *Astronomy from Wide-Field Imaging* / Ed. by H. T. MacGillivray. — Vol. 161 of *IAU Symposium*. — 1994. — Pp. 420–+.
61. *Carraro, G.* On the Galactic disc age-metallicity relation / G. Carraro, Y. K. Ng, L. Portinari // *MNRAS*. — 1998. — Jun. — Vol. 296. — Pp. 1045–1056.
62. *Gilmore, G.* The abundance distribution in the inner spheroid / G. Gilmore, R. F. G. Wyse // *Astron. J.* — 1985. — Oct. — Vol. 90. — Pp. 2015–2026.
63. *Friel, E. D.* The Old Open Clusters Of The Milky Way / E. D. Friel // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* — 1995. — Vol. 33. — Pp. 381–414.

64. The Metallicity Distribution of F/G Dwarfs Derived from BATC Survey Data / C.-h. Du, X. Zhou, J. Ma et al. // *Astron. J.* — 2004. — Nov. — Vol. 128. — Pp. 2265–2273.
65. *Kennicutt Jr., R. C.* The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies / R. C. Kennicutt, Jr. // *Astrophys. J.* — 1998. — May. — Vol. 498. — Pp. 541–+.
66. *Merlin, E.* Formation and evolution of early-type galaxies. II. Models with quasi-cosmological initial conditions / E. Merlin, C. Chiosi // *Astron. and Astrophys.* — 2006. — Oct. — Vol. 457. — Pp. 437–453.
67. *Colella, P.* The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations / P. Colella, P. R. Woodward // *Journal of Computational Physics.* — 1984. — Sep. — Vol. 54. — Pp. 174–201.
68. Feedback and metal enrichment in cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations - I. A model for chemical enrichment / C. Scannapieco, P. B. Tissera, S. D. M. White, V. Springel // *MNRAS.* — 2005. — Dec. — Vol. 364. — Pp. 552–564.
69. *Gao, Y.* The Star Formation Rate and Dense Molecular Gas in Galaxies / Y. Gao, P. M. Solomon // *Astrophys. J.* — 2004. — May. — Vol. 606. — Pp. 271–290.
70. *Jeans, J. H.* The Stability of a Spherical Nebula / J. H. Jeans // *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A.* — 1902. — Vol. 199. — Pp. 1–53.

71. *Larson, R. B.* Turbulence and star formation in molecular clouds / R. B. Larson // *MNRAS*. — 1981. — Mar. — Vol. 194. — Pp. 809–826.
72. *Krumholz, M. R.* A General Theory of Turbulence-regulated Star Formation, from Spirals to Ultraluminous Infrared Galaxies / M. R. Krumholz, C. F. McKee // *Astrophys. J.*. — 2005. — Sep. — Vol. 630. — Pp. 250–268.
73. *Falgarone, E.* The edges of molecular clouds - Fractal boundaries and density structure / E. Falgarone, T. G. Phillips, C. K. Walker // *Astrophys. J.*. — 1991. — Sep. — Vol. 378. — Pp. 186–201.
74. *Hetem Jr., A.* Fractal 3-D simulations of molecular clouds / A. Hetem, Jr., J. R. D. Lepine // *Astron. and Astrophys.*. — 1993. — Mar. — Vol. 270. — Pp. 451–461.
75. *Горбацкий, В. Г.* Об эволюции фрактальной структуры межзвездных облаков Галактики / В. Г. Горбацкий, П. А. Тараканов // *Астрофизика*. — 1998. — Т. 41. — С. 81–+.
76. *Горбацкий, В. Г.* О формировании структуры межзвездных газовых облаков / В. Г. Горбацкий, П. А. Тараканов // *ПАЖ*. — 1999. — Т. 25. — С. 270–+.
77. *Mouschovias, T. C.* The role of magnetic fields in the formation of stars / T. C. Mouschovias // *IAU Symp. 93: Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution* / Ed. by D. Sugimoto, D. Q. Lamb, D. N. Schramm. — 1981. — Pp. 27–59.

78. *Tassis, K.* Ambipolar-Diffusion Timescale, Star Formation Timescale, and the Ages of Molecular Clouds: Is There a Discrepancy? / K. Tassis, T. C. Mouschovias // *Astrophys. J.* — 2004. — Nov. — Vol. 616. — Pp. 283–287.
79. *Smith, M. D.* The origin of stars / M. D. Smith. — The origin of stars / Michael D. Smith. London (UK): Imperial College Press, ISBN 1-86094-501-5, 2004, XIII + 248 pp., 2004.
80. *Mac Low, M.-M.* Control of star formation by supersonic turbulence / M.-M. Mac Low, R. S. Klessen // *Reviews of Modern Physics.* — 2004. — Jan. — Vol. 76. — Pp. 125–194.
81. *Dobbs, C. L.* Clumpy and fractal shocks, and the generation of a velocity dispersion in molecular clouds / C. L. Dobbs, I. A. Bonnell // *MNRAS.* — 2007. — Jan. — Vol. 374. — Pp. 1115–1124.
82. Hydrodynamics of Cloud Collisions in Two Dimensions: The Fate of Clouds in a Multiphase Medium / F. Miniati, T. W. Jones, A. Ferrara, D. Ryu // *Astrophys. J.* — 1997. — Dec. — Vol. 491. — Pp. 216–+.
83. *Ландау, Л. Д.* Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — 4-е изд., перераб. edition. — М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. — Vol. II of *Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10 т.* — 512 pp. — ISBN 5-02-014420-7.
84. *Sutherland, R. S.* Cooling functions for low-density astrophysical plasmas / R. S. Sutherland, M. A. Dopita // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1993. — Sep. — Vol. 88. — Pp. 253–327.

85. *Alter, G.* Star Clusters and Associations, Selected Data (Alter+ 1970) / G. Alter, J. Ruprecht, V. Vanysek // *VizieR Online Data Catalog.* — 1994. — Mar. — Vol. 7005. — Pp. 0—+.
86. *Курбатов, Е. П.* О скорости звездообразования и турбулентной диссипации в моделях галактик / Е. П. Курбатов // *Астрон. журн.* — 2007. — Т. 84, № 12. — С. 1059—1069.
87. *Newton, I.* Philosophiae naturalis principia mathematica, vol. 1 - 4 / I. Newton. — Colonia : A. Philibert; 548 p. ; in 8.; DCC.4.221 I through IV, 1760.
88. *Зельдович, Я. Б.* Структура и эволюция Вселенной / Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. — М.: Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1975. — 736 с.
89. *Loose, H. H.* Bursts of star formation in the galactic centre / H. H. Loose, E. Kruegel, A. Tutukov // *Astron. and Astrophys.* — 1982. — Jan. — Vol. 105. — Pp. 342—350.
90. Abundances of light elements in metal-poor stars. IV. [Fe/O] and [Fe/Mg] ratios and the history of star formation in the solar neighborhood / R. G. Gratton, E. Carretta, F. Matteucci, C. Sneden // *Astron. and Astrophys.* — 2000. — Jun. — Vol. 358. — Pp. 671—681.
91. *Berman, B. G.* Evolution of a cloudy protogalaxy interacting with an early galactic wind and galaxy formation / B. G. Berman, A. A. Suchkov // *Astrophys. and Space Sci.* — 1991. — Oct. — Vol. 184. — Pp. 169—192.

92. *Fuhrmann, K.* Nearby stars of the Galactic disk and halo / K. Fuhrmann // *Astron. and Astrophys.* — 1998. — Oct. — Vol. 338. — Pp. 161–183.
93. *Mashonkina, L.* Barium and europium abundances in cool dwarf stars and nucleosynthesis of heavy elements / L. Mashonkina, T. Gehren // *Astron. and Astrophys.* — 2000. — Dec. — Vol. 364. — Pp. 249–264.
94. *Larson, R. B.* The evolution of disk galaxies and the origin of S0 galaxies / R. B. Larson, B. M. Tinsley, C. N. Caldwell // *Astrophys. J.* — 1980. — May. — Vol. 237. — Pp. 692–707.
95. The Nature of the Metal-Rich Thick Disk / T. Bensby, A. R. Zenn, M. S. Oey, S. Feltzing // *From Stars to Galaxies: Building the Pieces to Build Up the Universe* / Ed. by A. Vallenari, R. Tantaló, L. Portinari, & A. Moretti. — Vol. 374 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. — 2007. — Dec. — Pp. 181–+.
96. Mg, Ba and Eu abundances in thick disk and halo stars / L. Mashonkina, T. Gehren, C. Travaglio, T. Borkova // *Astron. and Astrophys.* — 2003. — Jan. — Vol. 397. — Pp. 275–284.
97. Three-Dimensional Simulations of a Starburst-driven Galactic Wind / J. L. Cooper, G. V. Bicknell, R. S. Sutherland, J. Bland-Hawthorn // *Astrophys. J.* — 2008. — Feb. — Vol. 674. — Pp. 157–171.
98. *Mac Low, M.-M.* Superbubble blowout dynamics / M.-M. Mac Low, R. McCray, M. L. Norman // *Astrophys. J.* — 1989. — Feb. — Vol. 337. — Pp. 141–154.

99. *De Young, D. S.* Selective loss of metals from low-mass galaxies / D. S. De Young, J. S. Gallagher, III // *Astrophys. J. (Letters)*. — 1990. — Jun. — Vol. 356. — Pp. L15–L19.
100. *Begum, A.* Kinematics of the faintest gas-rich galaxy in the Local Group: DDO210 / A. Begum, J. N. Chengalur // *Astron. and Astrophys.*. — 2004. — Jan. — Vol. 413. — Pp. 525–534.
101. A Catalog of Neighboring Galaxies / I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva, W. K. Huchtmeier, D. I. Makarov // *Astron. J.*. — 2004. — Apr. — Vol. 127. — Pp. 2031–2068.
102. Life in the last lane: star formation and chemical evolution in an extremely gas rich dwarf / A. Begum, J. N. Chengalur, R. C. Kennicutt et al. // *MNRAS*. — 2008. — Jan. — Vol. 383. — Pp. 809–816.
103. A kinematic study of the irregular dwarf galaxy NGC 2366 using H i and H α observations / J. van Eymeren, M. Marcelin, B. Koribalski et al. // *Astron. and Astrophys.*. — 2009. — Jan. — Vol. 493. — Pp. 511–524.
104. *Tutukov, A. V.* The role of external factors in the evolution of galaxies / A. V. Tutukov // *Astronomy Reports*. — 2006. — Jun. — Vol. 50. — Pp. 439–450.
105. *Binney, J.* Galactic dynamics / J. Binney, S. Tremaine; Ed. by J. Binney, S. Tremaine. — 1987.
106. *Elmegreen, B. G.* An Extension of Hierarchical Star Formation to Galactic Scales / B. G. Elmegreen, Y. N. Efremov // *Astrophys. J.*. — 1996. — Aug. — Vol. 466. — Pp. 802–+.

107. *Gvaramadze, V. V.* Search for OB stars running away from young star clusters. I. NGC 6611 / V. V. Gvaramadze, D. J. Bomans // *Astron. and Astrophys.* — 2008. — Nov. — Vol. 490. — Pp. 1071–1077.
108. *Gies, D. R.* The kinematical and binary properties of association and field O stars / D. R. Gies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1987. — Jul. — Vol. 64. — Pp. 545–563.
109. *Brown, A. G. A.* Kinematic ages of OB associations / A. G. A. Brown, G. Dekker, P. T. de Zeeuw // *MNRAS*. — 1997. — Mar. — Vol. 285. — Pp. 479–492.
110. *Bovill, M. S.* Pre-Reionization Fossils, Ultra-Faint Dwarfs, and the Missing Galactic Satellite Problem / M. S. Bovill, M. Ricotti // *Astrophys. J.* — 2009. — Mar. — Vol. 693. — Pp. 1859–1870.
111. Photoionization Feedback in Low-Mass Galaxies at High Redshift / M. Dijkstra, Z. Haiman, M. J. Rees, D. H. Weinberg // *Astrophys. J.* — 2004. — Feb. — Vol. 601. — Pp. 666–675.
112. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology / D. N. Spergel, R. Bean, O. Doré et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2007. — Jun. — Vol. 170. — Pp. 377–408.
113. *Hashimoto, M.* Type II supernovae from 8-10 solar mass asymptotic giant branch stars / M. Hashimoto, K. Iwamoto, K. Nomoto // *Astrophys. J. (Letters)*. — 1993. — Sep. — Vol. 414. — Pp. L105–L108.

114. *Corwin Jr., H. G.* Corrections and additions to the third reference catalogue of bright galaxies / H. G. Corwin, Jr., R. J. Buta, G. de Vaucouleurs // *Astron. J.* — 1994. — Dec. — Vol. 108. — Pp. 2128–2144.